



Les sources de particules chargées

Joël Arianer

► To cite this version:

| Joël Arianer. Les sources de particules chargées. DEA. 2006. cel-00092960

HAL Id: cel-00092960

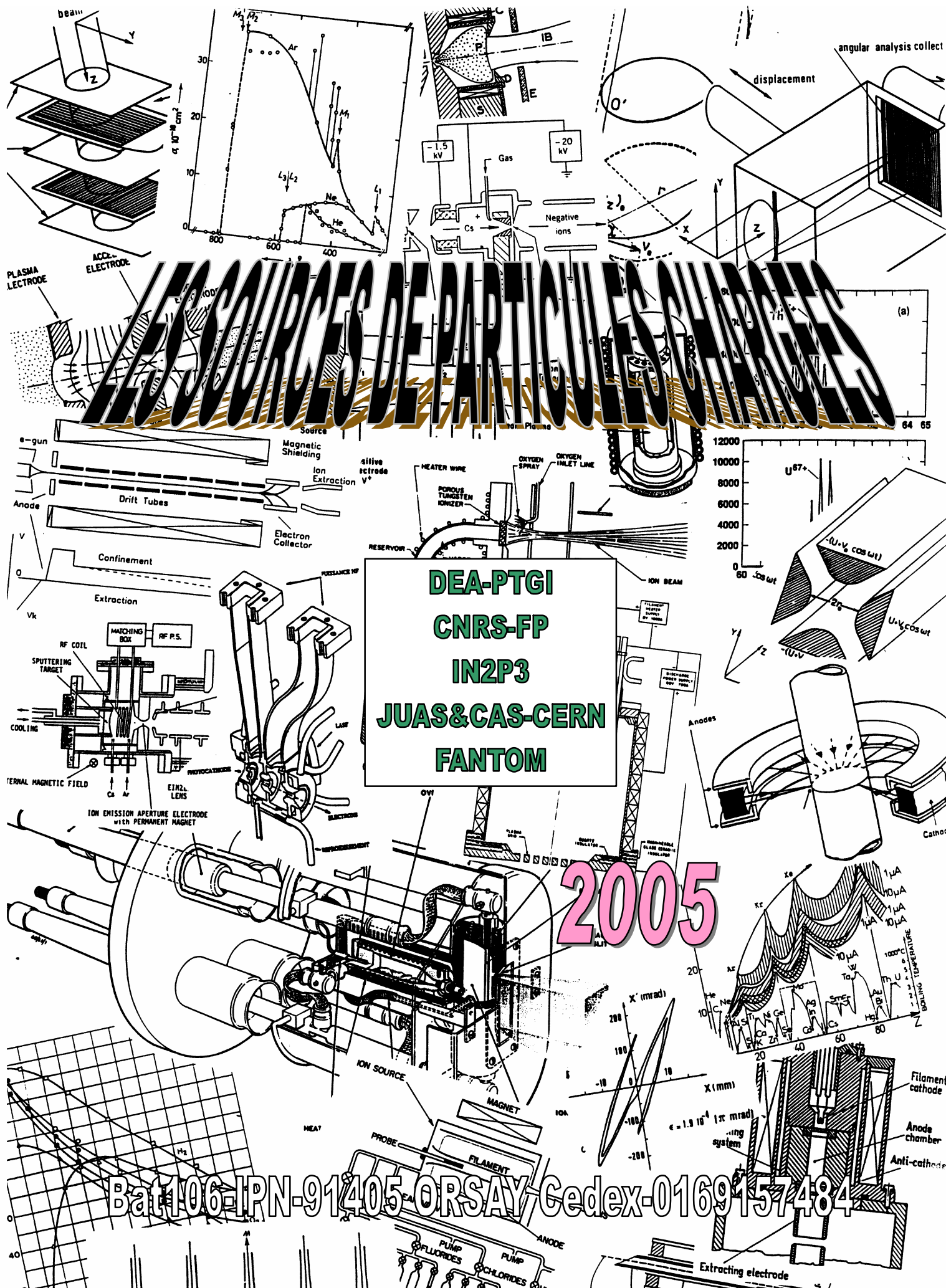
<https://cel.hal.science/cel-00092960>

Submitted on 12 Sep 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

J. ARIANER



Bat 106-IPN-91405-ORSAY-Cedex-0169157484

PREFACE

Ce document est commun aux cours du DEA de Physique des Grands Instruments des Universités Paris VI et XI, au stage de formation permanente du CNRS, à l'école thématique de l'IN2P3 consacrée aux accélérateurs et à « the Joint Universities Accelerator School » et « Accelerator School » du CERN. Le chapitre sur les sources de particules polarisées est le cours enseigné à l'école européenne FANTOM.

La disparité du niveau d'études des lecteurs oblige à introduire dans ce document des considérations qui paraîtront simplistes aux uns et abstruses aux autres. Je me suis efforcé de faire en sorte que chacun y trouve son compte.

Le domaine des sources, en particulier d'ions, est un microcosme où toutes les facettes de la physique sont représentées. Longtemps suspecté d'être un monde de "witchcraft and sorcery (J.R.J. Bennett)", de magie noire et de sorcellerie de par sa complexité, il exige de l'ingénieur un spectre de connaissances très étalé : Physique du solide, des matériaux, des plasmas, atomique, Chimie, Technique du Vide... Ce cours ne peut prétendre donner un savoir encyclopédique, même de base, aux "sourciers". Il se résume à vouloir familiariser le lecteur avec un abord rigoureux des phénomènes que la création et l'émission de particules chargées mettent en jeu. Pour ce faire, ces phénomènes sont décrits en termes simples et quantifiés sans formalisme débridé. La résolution d'un quelconque problème de source doit passer par une littérature spécifique dont les ouvrages de base sont référencés au long et à la fin de ce cours. Cela ne l'empêche pas d'être un recueil de renseignements utiles, résultats d'une compilation aussi complète que possible remise à jour chaque année.

Orsay, le 9 Juillet 2004

HISTORIQUE

Sans vouloir faire un historique des découvertes qui ont éclairé la Physique au fil du temps, nous allons donner quelques dates clés pour illustrer l'accélération des progrès dans le domaine de la science de l'électron et des ions et les situer par rapport au mouvement global.

- 1651 Otto de Guericke utilise la pompe pneumatique pour l'expérience des hémisphères de Magdebourg. Il réalise la première machine électrostatique.
- 1745 E.J. von Kleist et P. van Musschenbroek construisent la bouteille de Leyde qui est le premier accumulateur d'électricité.
- 1747 Suite au principe de Fermat (1657), Maupertuis énonce le principe de moindre action.
- 1753 L'abbé Nollet produit la première décharge électrique sous vide.
- De 1750 à 1850
Travaux mathématiques fondamentaux: séries de Fourier, polynôme de Legendre, équations de Laplace et de Poisson, imaginaires et fonctions d'Euler, théorème de Liouville, équations de Lagrange, fonctions de Bessel, transformations conformes de Cauchy, théorème de Gauss.
- 1792 Pile de A. Volta.
- 1803 Dalton : premier exposé d'une conception de la théorie atomique.
- 1831 à 1833
M. Faraday découvre l'induction. Dans ses expériences sur l'électrolyse, il soupçonne que le transport de l'électricité s'effectue au moyen de particules chargées. Il baptise "ions" celles qui ont une charge positive.
- 1858 J. Plücker étudie les rayons cathodiques.
- 1864 Théorie électromagnétique de J.C. Maxwell.
- 1876 E. Glodstein baptise "rayonnement cathodique" l'émission issue de l'électrode négative de la décharge, il le suppose de nature ondulatoire.
- 1878 W. Crookes fond des obstacles métalliques avec des rayons cathodiques.
- 1881 T. Edison découvre l'émission thermoélectronique.
- 1886 E. Goldstein découvre les rayons positifs.
- 1887 H. Hertz découvre l'effet photoélectrique.
- 1891 G. Stoney invente le mot "électron".
- 1895 J. Perrin montre que les rayons cathodiques sont des électrons. W.K. Roentgen découvre les rayons X.
- 1896 H.A. Lorentz fait la théorie des électrons. Mac Gregor Morris réalise la première focalisation magnétique des électrons.
- 1897 J.J. Thompson confirme les travaux de J. Perrin et découvre l'électron. E. Wiechert estime sa masse. R.W. Wood découvre l'émission de champ. K.F. Brown réalise le premier oscilloscope.
- 1900 M. Planck établit la théorie des quanta.
- 1901 W. Wien montre que les rayons positifs ont une masse de même ordre de grandeur que les atomes du gaz de la décharge. J.J. Thomson découvre les ions multichargés et négatifs.
- 1902 O.W. Richardson formule la loi qui porte son nom.
- 1904 A. Wehnelt découvre l'activation.
- 1905 R.A. Millikan calcule η . H. Fleming développe la diode.
- 1907 L. de Forest invente la triode.
- 1911 C.D. Child étudie l'effet de charge d'espace entre deux plaques parallèles.
- 1913 I. Langmuir montre que $I \propto V^{3/2}$ quelle que soit la forme des électrodes mises en jeu. Il découvre les propriétés du tungstène thorié.
- 1914 Travaux de Schottky sur la réduction de ϕ en présence d'un champ électrique.
- 1916 J.J. Thomson et J.S. Townsend étudient la décharge disruptive.
- 1923 J.L. Baird et C.F. Jenkins expérimentent le premier système TV. Langmuir développe la théorie des gaz ionisés et crée le mot "plasma" en référence à Purkinje.
- 1925 Accélération d'électrons jusqu'à 200keV avec un générateur haute tension par Coolidge.
- 1926 H. Busch construit la première lentille électrostatique et formule son théorème.
- 1927 Rogowski et Flegler construisent l'ancêtre des microscopes électroniques. C.G. Davisson et L.H. Germer découvrent la diffraction électronique. Accélération d'électrons de 900keV par Coolidge. Breit et Widerö ont l'idée du béatron.
- 1928 R.H. Fowler et L. Nordheim appliquent la théorie de Sommerfeld pour clarifier celle de l'émission thermoélectronique. Widerö établit le principe de l'accélérateur linéaire.
- 1930 Lawrence invente le cyclotron. Cockroft et Walton puis Van de Graaff, l'accélérateur électrostatique.

- 1931 Premier accélérateur linéaire dû à Sloan et Lawrence (ions de 1,25MeV).
- 1933 M.L.E. Oliphant et E. Rutherford développent la première source d'ions de type capillaire.
- 1937 E.W. Müller invente le microscope à émission de champ. F.M. Penning utilise la décharge qui porte son nom pour faire un manomètre dont découle la source PIG qui fournit, grâce à J.H.A. Moubis, les premiers ions multichargés.
- 1943 H. Heil et P.C. Thonemann développent la source R.F. M. von Ardenne étudie les plasmatrons.
- 1944 Veksler a l'idée du microtron.
- 1945 Accélérateur linéaire à protons (32MeV) par Alvarez.
- 1946 Oliphant et Crane ont l'idée du synchrotron. Mise en évidence expérimentale du rayonnement synchrotron sur un bétatron par Blewett. L'ENIAC, premier calculateur électronique. M.S. Livingston développe la première source de cyclotron.
- 1948 L'IBM SSEC, premier ordinateur. R. Bernas et A.O. Nier développent les sources de séparateurs.
- 1949 Le synchrotron de Berkeley fournit des électrons de 320MeV.
- 1950 H.J. Lemmens invente la cathode L.
- 1952 Courant, Snyder, Livingston et Christophilos établissent le concept de focalisation forte.
- 1954 R.I. Jones et A. Zucker développent la première source d'ions multichargés pour cyclotrons.
- 1956 Vladimirkij a l'idée de la focalisation quadrupolaire radiofréquence (RFQ).
- 1962 Christophilos invente l'accélérateur linéaire à induction.
- 1964 Suite aux travaux de P.A. Redhead et R.H.Plumlee, E.D. Donetz invente l'EBIS.
- 1966 R. Geller conçoit l'ECRIS à partir d'une machine à plasma.
- 1970 Tantalus est la première machine dédiée au rayonnement synchrotron.
- 1972 Des électrons de 20GeV sont produit par le SLAC.
- 1976 Premier laser à électrons libres dû a Madey.
- 1989 LEP- SLC, collisionneur électron-positron.
- 1991 HERA, premier collisionneur électron-proton (30GeV x 820GeV).

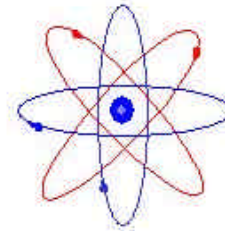
SOMMAIRE

	Page
I - INTRODUCTION	
I-1 MOUVEMENTS INDIVIDUELS SIMPLES	7
I-2 LES COLLISIONS	9
I-3 LES PROPRIETES OPTIQUES D'UNE SOURCE	12
II - LES PROCESSUS D'EMISSION ELECTRONIQUE	
II-1 L'EMISSION THERMOELECTRONIQUE	16
II-2 L'EMISSION DE CHAMP	25
II-3 LA PHOTOEMISSION	28
II-4 L'EMISSION SECONDAIRE	31
II-5 L'EMISSION FERROELECTRIQUE	36
II-6 L'EMISSION HORS D'UN PLASMA	37
III - LES CANONS A ELECTRONS, LEUR TECHNOLOGIE ET LEURS APPLICATIONS	
III-1 LES CANONS A HAUTE INTENSITE	39
III-2 LES CANONS A FORTE BRILLANCE	43
III-3 CONCEPTION D'UN CANON	45
III-4 APPLICATIONS	49
IVa - LES SOURCES DE POSITRONS	
IV-1 LES SOURCES A RADIOISOTOPES	51
IV-2 LES SOURCES UTILISANT LA CREATION DE PAIRES	51
IV-3 L'ADAPTATION A UN ACCELERATEUR	52
IVb - LES SOURCES D'ANTIPROTONS	
V - LA PRODUCTION D'ATOMES NEUTRES	
V-1 L'EMPLOI DIRECT DE GAZ	54
V-2 L'EVAPORATION	54
V-3 LE REGLAGE DES FLUX	57
V-4 LA PULVERISATION (SPUTTERING)	61
V-5 L'EVAPORATION LASER	62
V-6 LA PRODUCTION DES JETS	63
VI - L'IONISATION	
VI-1 L'IONISATION POSITIVE PAR IMPACT ELECTRONIQUE	64
VI-2 L'IONISATION DE SURFACE	70
VI-3 L'IONISATION DE CHAMP	71
VI-4 LA PHOTOIONISATION	72
VI-5 L'ECHANGE DE CHARGE	73
VI-6 LA PRODUCTION D'IONS NEGATIFS PAR ATTACHEMENT	74
VI-7 LES PROCESSUS DESTRUCTIFS	74
VII - LE PLASMA - LA DECHARGE	
VII-1 LES DISTRIBUTIONS	76
VII-2 L'EFFET D'ECRAN	76
VII-3 LES GAINES	78
VII-4 AUTRES CARACTERISTIQUES D'UN PLASMA	78
VII-5 LA DECHARGE	80
VII-6 LES DIAGNOSTICS DE PLASMAS DE SOURCES D'IONS	83
VIII - LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS POSITIFS	
VIII-1 LES SOURCES A BOMBARDEMENT	85
VIII-2 LES SOURCES SANS BOMBARDEMENT	99

	Page
IX - LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS NEGATIFS	
IX-1 SOURCES UTILISANT L'IONISATION DE SURFACE	101
IX-2 SOURCES UTILISANT L'IONISATION EN VOLUME	104
IX-3 SOURCES UTILISANT L'INTERACTION LASER	105
X - LES SOURCES DE PARTICULES POLARISEES	
INTRODUCTION	106
1 - THE POLARIZED ION SOURCES	109
2 - THE POLARIZED ELECTRON SOURCES	122
XI - LES MATERIAUX DE CONSTRUCTION DES SOURCES D'IONS	131
XII - FORMATION ET TRANSPORT A BASSE ENERGIE DES FAISCEAUX	
XII-1 LES EFFETS COLLECTIFS DANS UN ESPACE DE GLISSEMENT	133
XII-2 LES SOLUTIONS ANALYTIQUES A LA FORMATION DES FAISCEAUX	135
XII-3 LES FLOTS ELECTRONIQUES	138
XII-4 LES MOYENS DE CALCUL NUMERIQUE	141
XII-5 LES ZONES D'EMISSION	147
XII-6 LE TRANSPORT BASSE ENERGIE	150
XII-7 LES MOYENS D'EVALUATION DES PROPRIETES DES SOURCES	156
XII-8 APPLICATIONS DES SOURCES D'IONS	160
XIII - CONCLUSIONS	



CAS



I - INTRODUCTION

Une source de particules chargées est un dispositif placé sous pression réduite, qui présente une surface ou un orifice par où sortent les particules. La source est le plus souvent indissociable d'un système d'accélération nécessaire pour que celles-ci forment un faisceau de forme et d'énergie définies. Ces particules chargées résultent de la perturbation des cortèges électroniques d'atomes neutres par un apport énergétique externe (rayonnement, champ électrique, élévation de température, collisions...).

Les sources de particules ont connu un développement spectaculaire, principalement dans la seconde moitié du siècle, par leurs applications en nombre croissant dans de nombreux domaines. Citons, entre autres, pour les sources d'électrons :

- toute l'imagerie : TV, oscilloscope, transmissions de signaux...
- la circuiterie électronique : CI, tubes...

Pour les sources d'ions :

- la recherche en physique : plasmas, accélérateurs...
- les composants électroniques : implantation, micro et nano-usinages...

L'orifice de source est placé devant une électrode à fort potentiel qui "extraie" une population de particules de signe et en quantité fonctions de la valeur algébrique de ce potentiel par rapport à celui de la source. Les applications nécessitent que ces particules issues de la source soient mises en forme collective par un choix judicieux de la géométrie d'extraction (c'est l'initiation d'un faisceau), puis transportées par un système d'optique corpusculaire.

Au point d'utilisation, ce faisceau doit posséder des caractéristiques particulières imposées par l'application :

- d'abord la nature : e^- , β^+ , ions $+$, $-$ et de quel corps ;
- ensuite les caractéristiques géométriques : dimensions de la section par exemple, lesquelles sont reliées à ce que l'on appelle les propriétés optiques du faisceau dépendant elles-mêmes fondamentalement du principe de la source ;
- les caractéristiques électriques : intensité et énergie.

A une application correspond un type de source adapté et souvent développé pour elle. C'est ce qui explique le foisonnement des configurations et les catalogues que nous dresserons plus loin ne sont pas exhaustifs ; leurs modes de fonctionnement font heureusement appel à un nombre limité de principes de base.

Les théories expliquant les modes de fonctionnement étant de plus en plus raffinées et complexes, nous nous limiterons à des modèles simples. Les constances physiques utilisées font l'objet d'un tableau donné en fin d'ouvrage, avec des notations universellement adoptées et considérées comme algébriques. Les unités devraient être systématiquement dans le système SI ; par commodité et par tradition, cette règle n'est pas toujours respectée ici ; en particulier, les sections efficaces sont en cm^2 , les densités en nombre par cm^3 , les pressions en mbar ou en Torr, les densités de courant en A.cm^{-2} , les énergies souvent en eV, les températures tantôt en $^{\circ}\text{C}$, en K voire en

eV. Lorsque les unités ne sont pas spécifiées, elles sont dans le système SI. Un lecteur profane pourrait s'étonner de la confusion de certaines notations : B est tantôt une brillance tantôt une induction, ε une émittance ou Z_i/A , I un courant ou un potentiel d'ionisation... Ce document s'adresse à des lecteurs forcément familiers avec ce domaine et qui sauront lever les ambiguïtés par le contexte.

Une grandeur mérite d'être clairement explicitée en préambule : on appelle η le rapport algébrique charge-sur-masse de la particule en question :

$$\eta \text{ de l'électron} = -\frac{e}{m} = -1.759 \cdot 10^{11} \text{Cb/kg} \quad \text{et} \quad \eta \text{ du proton} = 9.578 \cdot 10^7 \text{Cb/kg}$$

à ne pas confondre pour les ions avec le rapport noté $\varepsilon = \frac{Z_i}{A}$ quotient du nombre de charges au nombre de masse.

Enfin, les faisceaux se propagent suivant l'axe z d'un trièdre orthonormé dont l'axe des x est dans le plan horizontal.

Dans ce cours, il va souvent être question de déplacements de particules chargées tantôt non collectifs (chocs binaires, excitation, glissement, diffusion...), tantôt collectifs (flots, transports...). Dans cette introduction, nous allons étudier les mouvements individuels simples et les collisions. Les autres thèmes seront abordés dans le chapitre VII.

I-1 MOUVEMENTS INDIVIDUELS SIMPLES

Entrons dans le vif du sujet par quelques considérations élémentaires sur le mouvement des particules chargées, avant même de savoir comment on les produit, et ceci dans le cas non relativiste. Ces considérations sont fondamentales car les sources se résument à des systèmes d'animation.

L'équation du mouvement en présence de champs électromagnétiques statiques est :

$$\vec{F} = m\vec{\gamma} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

Dans le trièdre que nous venons de définir, cette équation se subdivise en (voir **tableau XII- 4-1**) :

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= q(E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \\ m\ddot{y} &= q(E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \\ m\ddot{z} &= q(E_z + \dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \end{aligned}$$

A - Cas d'un champ électrique uniforme (**Figure I-1**) parallèle au plan xOy avec une particule de vitesse initiale $v_0 = \sqrt{2\eta V_0}$. On déduit :

$$\begin{aligned} x &= v_0 \cos\alpha_0 t \\ y &= \eta \frac{E}{2} t^2 + v_0 \sin\alpha_0 t \end{aligned}$$

d'où

$$y = \eta \frac{E}{2} \frac{x^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha_0} + x \tan\alpha_0$$

qui est l'équation d'une parabole. Si la particule part suivant Ox, on obtient l'expression classique de la déviation par un condensateur plan, avec V_D et V_0 respectivement ddp de déviation et d'accélération, $L \gg \ell$ et g la distance interplaque :

$$\alpha = \frac{dy}{dx} \Big|_{(x=\ell)} = \frac{V_D \ell}{2gV_0}$$

$$D = \frac{V_D \ell L}{2gV_0}$$

B - Cas d'une induction magnétique uniforme B_z (**Figure I2**) ; les équations précédentes deviennent, en posant:

$$\omega = \eta B_z$$

$$\ddot{x} = \omega \dot{y}$$

$$\ddot{y} = -\omega \dot{x}$$

Soit :

$$\ddot{x} = -\omega^2 x$$

$$\ddot{y} = -\omega^2 y$$

dont les solutions sont les équations paramétriques d'un cercle.

$$x = r \sin(\omega t + \theta_0)$$

$$y = r \cos(\omega t + \theta_0)$$

$$r = \frac{\sqrt{2}}{B} \sqrt{\frac{V_0}{\eta}}$$

pour les électrons : $r_{[cm]} \approx 3.337 \frac{\sqrt{V_0}}{B_{[Gauss]}}$ et pour les ions : $r_{[cm]} \approx \frac{144}{B_{[Gauss]}} \sqrt{\frac{A}{Z_i}} V_0$

ω est la pulsation cyclotron appelée très souvent (à tort) fréquence cyclotron.

S'il y a une composante de vitesse initiale suivant Oz, la trajectoire est une hélice (**Figure I-3**).

C - Cas de B et E croisés (**Figure I-4**) avec une particule sans vitesse initiale. Les équations du mouvement s'intègrent comme précédemment et fournissent les équations paramétriques d'une cycloïde :

$$x = \rho (\omega t - \sin \omega t)$$

$$y = \rho (1 - \cos \omega t)$$

avec

$$\rho = \eta \frac{E}{\omega^2}$$

la particule dérive dans une direction normale à E et B avec une vitesse moyenne v_D telle que :

$$v_D = \frac{E}{B}$$

Les trajectoires ont les formes de la **figure I-5**, selon la valeur de E où la vitesse initiale v_0 supposée normale à B et E n'est pas nulle. La cycloïde est obtenue pour $v_0 = 0$, la ligne droite pour :

$$v_0 = \frac{E}{B} = \sqrt{2\eta V_0} = v_D$$

arrangement utilisé dans le filtre de Wien.

La **figure I-6** montre ce qu'il advient dans une configuration cylindrique dite de type magnétron, où le champ électrique constant est radial ; on voit que les trajectoires peuvent être bouclées sans interception, ce qui sera utilisé dans certaines sources d'ions.

D - Terminons cette revue des mouvements élémentaires par le cas d'une induction B_z croissant avec z (**Figure I-7**), en symétrie cylindrique. L'équation en z s'écrit :

$$\ddot{z} = \eta r \omega B_r$$

B_r étant l'induction radiale apparaissant inévitablement du fait de la variation de B_z . On sait que :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \rightarrow B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

On obtient alors :

$$\ddot{z} = -\eta \frac{r^2}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \omega \quad \text{en fait} \quad -\frac{\eta^2 r^2}{2} B_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Le gradient de champ introduit une décélération de la particule en z, de sorte que, sous certaines conditions, elle peut être réfléchi, c'est le miroir magnétique.

L'énergie mécanique totale d'une particule soumise seulement à une induction étant constante, un gradient d'induction transvase de l'énergie longitudinale en énergie radiale ou vice-versa. Si θ_0 est l'angle (\vec{v}, \vec{B}_0) et si B_{\max} est l'induction maximale en z, seules traverseront cette "crête d'induction" les particules telles que :

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{B_0}{B_{\max}}$$

Si B varie lentement (compression adiabatique), le moment magnétique M de la particule, produit du courant qu'elle transporte par la section droite de sa trajectoire, est un invariant :

$$M = \pi r^2 \frac{q\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} m \frac{\omega^2 r^2}{B} = \frac{W_{\perp}}{B}$$

ce qui permet de tirer deux conclusions :

- l'injection de particules dans une induction croissante peut amener un accroissement de W_{\perp} au détriment de l'énergie axiale W_z (W_{\parallel}), dont la conséquence est la réflexion de certaines d'entre elles.
- L'accélération de particules doit se faire dans l'induction la plus basse possible, pour éviter des divergences élevées (liée à W_{\perp} , cette accélération changeant brutalement M).

I-2 LES COLLISIONS

Que ce soit dans les sources ou dans les faisceaux, les particules n'ont pas un mouvement simple indéfiniment. Elles s'approchent les unes des autres de sorte qu'il peut en résulter une modification de l'orientation et du module de leurs vitesses, voire même de leurs propriétés internes : on parle alors de chocs ou de collision (vocables qui doivent ici perdre leur sens de brièveté et de violence). La plupart ne font intervenir que deux particules, ce sont des collisions binaires. S'il y a trois particules, ce sont des collisions ternaires.

Les chocs peuvent être élastiques s'ils ne modifient que les vitesses en module et direction ou inélastiques s'ils entraînent, en plus, des changements d'énergie interne ou de nature des particules en présence (masse, charge...). Dans ce dernier cas, l'énergie cinétique totale varie de manière à satisfaire la conservation de l'énergie totale.

Les chocs inélastiques sont de première espèce si une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne (réaction endo-énergétique). L'inverse (réaction exo-énergétique) correspond à un choc inélastique de seconde espèce ou super-élastique.

Les collisions élastiques sont le principal mécanisme d'échange de quantité de mouvement entre les particules. Elles déterminent les coefficients de transports tels que la mobilité électrique ou les coefficients de diffusion. Les collisions inélastiques créent et détruisent les diverses espèces chimiques ; elles déterminent donc les densités volumiques de ces espèces. Elles induisent des variations d'énergie cinétique importantes et déterminent les températures cinétiques. Hasted [24] distingue 20 réactions de base intervenant lors d'une collision inélastique, plus ou moins importantes dans une source de particules chargées. Ce sont des collisions entre :

- photon et atomes ou molécules (photoionisation) ;
- photon et états excités ;
- photon et états ionisés positifs ;
- photon et états ionisés négatifs (photodétachement) ;
- quatre mêmes réactions où l'électron remplace le photon (par exemple ionisation par impact, émission secondaire...) ;
- quatre mêmes réactions avec un état atomique excité ;
- quatre mêmes réactions avec un état atomique ionisé positivement (échange de charges, recombinaison...) ;
- photon et électrons (photoémission...)
- ion négatif et atomes ou molécules ;
- ion négatif et ions négatifs ;
- atome et atomes.

Ces particules sont des édifices complexes dont seule la mécanique quantique permet d'étudier à fond les collisions (voir, à cet égard, les quatre volumes exhaustifs de Massey [28]). A notre niveau, quelques principes généraux simples permettent de comprendre bien des faits expérimentaux.

- Le principe de conservation de l'énergie :

$$d(\sum W_c + \sum U_i + \sum h\nu_i) = 0$$

W_c , U_i et $h\nu_i$ respectivement énergie cinétique, interne et photonique de la i ième particule en collision.

- La conservation de l'impulsion et du mouvement cinétique

$$d(\sum m_i \vec{v}_i) = 0$$

$$d(\sum m_i \vec{v} \wedge \vec{r} + \sum \vec{J}) = 0$$

orbital propre

- La conservation des masses et charges.

Ces principes sont valables que l'on soit dans l'un ou l'autre des référentiels spécifiques utilisés pour l'étude des collisions : celui lié au laboratoire (censé être immobile) et celui du centre de masse des particules réagissantes dans lequel l'étude mathématique de la collision est considérablement simplifiée.

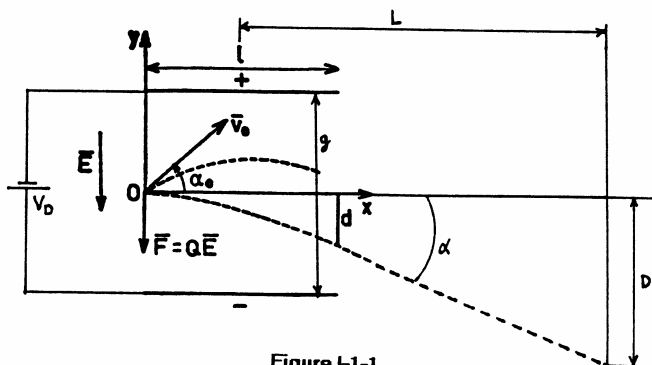


Figure I-1-1

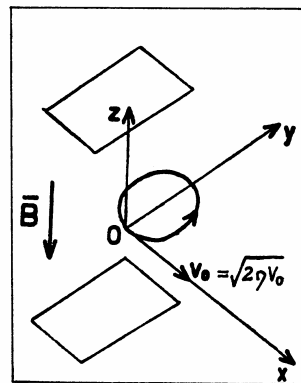


Figure I-1-2

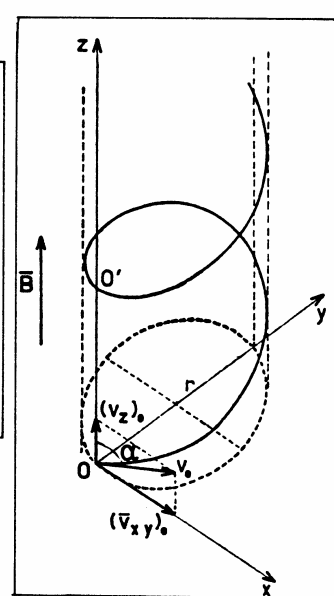


Figure I-1-3

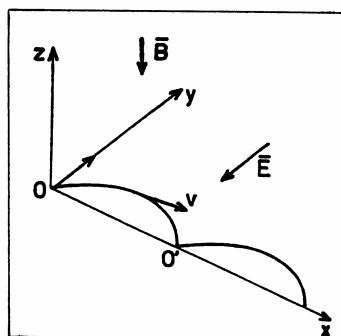


Figure I-1-4

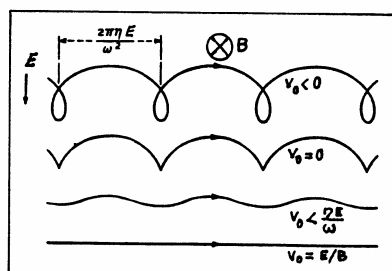


Figure I-1-5 - Exemples de dérives en champs croisés.

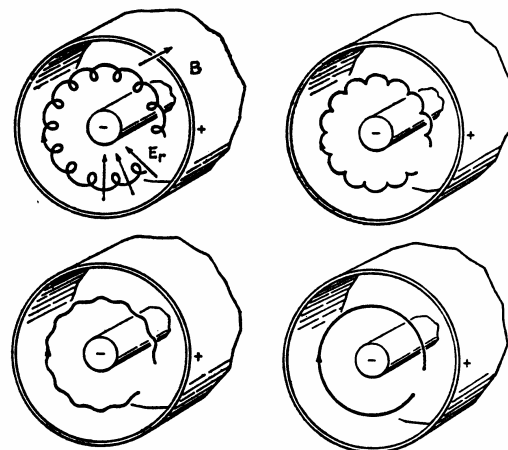


Figure I-1-6 - Mouvements magnétron.

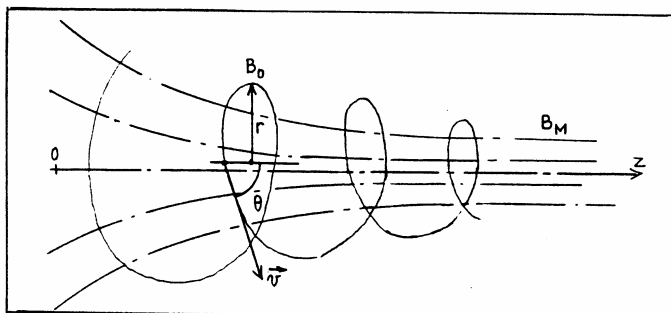


Figure I-1-7

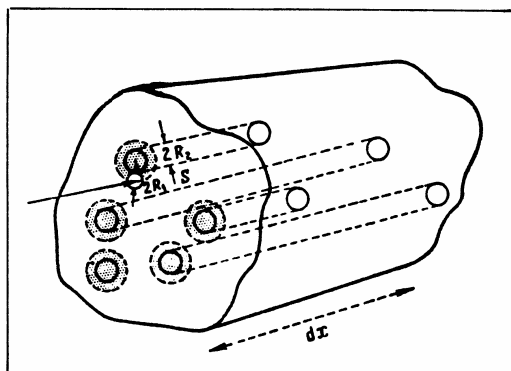


Figure I-2-1

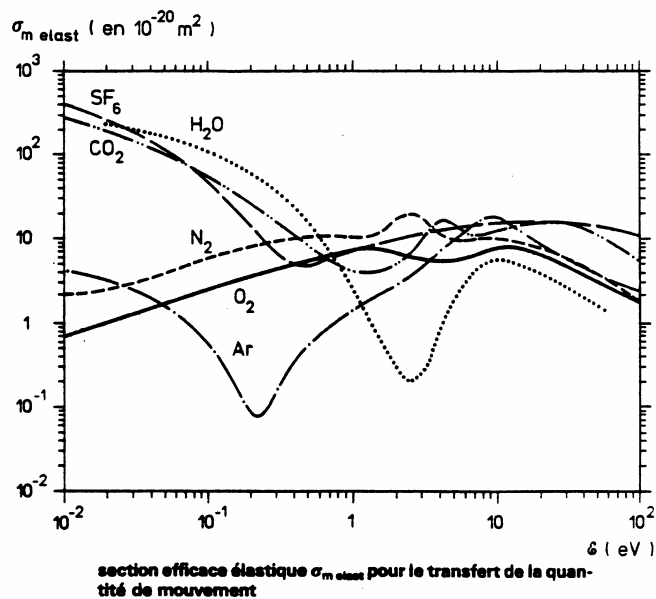


Figure I-2-2

Il est temps d'introduire le concept de section efficace de la réaction considérée. Pour une assemblée de particules, la fréquence de collisions est essentiellement fluctuante parce que statistique. En moyenne, on peut définir une probabilité de réaction en termes d'événements N_T telle que :

$$dN_r = \sigma(v) n_c \cdot N_T dx$$

n_c est le nombre de particules-cibles au repos par unité de volume, N_T le nombre de particules-tests animées en faisceau à la vitesse v traversant une couche d'épaisseur dx de particules-cibles. $\sigma(v)$ est un coefficient de proportionnalité dépendant de v et de la nature de la réaction de dimension L^2 et appelé de ce fait "section efficace de la réaction". Son sens physique est évident lorsqu'il s'agit de collisions entre particules de contours bien définis (chocs "boules de billard") : par exemple les molécules neutres quasi-sphériques. Si la particule-test a un rayon R_1 et la particule-cible un rayon R_2 , on voit sur la **figure I-2-1** que le nombre d'événements sera, par unité d'aire :

$$dN_{(r)} = \pi(R_1 + R_2)^2 n_c N_T dx$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(v) = \pi(R_1 + R_2)^2$$

Donc, dans le cas de particules tests et cibles identiques :

$$\sigma(v) = 4\pi R_{1,2}^2$$

Si la particule test est telle que $R_1 \ll R_2$ (choc électron atome par exemple) :

$$\sigma(v) = \pi R_2^2$$

d'où l'ordre de grandeur des sections efficaces $\approx 10^{-15} \text{ cm}^2$. Elles sont parfois données en prenant comme unité la surface de la première orbite de Bohr $\pi a_0^2 = 8.8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

La fréquence de collisions est :

$$v = n_c v \sigma(v)$$

et le libre parcours moyen, distance moyenne entre deux chocs successifs :

$$\lambda = \frac{1}{n_c \sigma(v)}$$

Lorsqu'un choc peut donner lieu à plusieurs réactions différentes (ionisation, excitation, attachement ...), on peut définir une section efficace totale σ telle que :

$$\sigma = \sigma_{\text{ion.}} + \sigma_{\text{exc.}} + \sigma_{\text{att.}} + \dots$$

d'où

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{\text{ion.}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{exc.}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{att.}}} + \dots$$

Dans le cas d'une collision élastique, le phénomène observable est la déviation des particules-tests. L'observation, en coordonnées sphériques dans le système du laboratoire, dans un angle solide $d\Omega$, de nombre dN de particules-tests diffusées sera tel que :

$$dN = \sigma(\theta, \varphi) N n d\Omega dx$$

où $\sigma(\theta, \varphi)$ est une section efficace différentielle de collision élastique. La section efficace totale est alors :

$$\sigma_{\text{el}} = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \sigma(\varphi) \sin \varphi d\varphi$$

a) Dans le cas de "boules de billard" :

$$\sigma(\varphi) = \frac{1}{4} (R_1 + R_2)^2$$

$$\sigma_{\text{el}} = 4\pi \sigma = \pi (R_1 + R_2)^2$$

la diffusion est isotrope.

b) Dans le cas de collisions coulombiennes, où la force de répulsion est :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{d^2}$$

où q_1 et q_2 sont les nombres de charges des particules et d leur distance, on obtient :

$$\sigma(\varphi) = \left[\frac{q_1 q_2 (m_1 + m_2)}{8\pi\epsilon_0 m_1 m_2 v^2} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 \varphi / 2}$$

formule de Rutherford. La diffusion est nettement dirigée vers l'avant. σ_{el} dans ce cas est infinie, à cause de la borne d'intégration supérieure.

La variation de la quantité de mouvement de la particule-test diffusée, comptée à partir de sa direction initiale est :

$$d(mv) = mv (1 - \cos \varphi)$$

Cette déviation φ se fait avec une probabilité caractérisée par $\sigma(\theta, \varphi)$, ce qui permet, par analogie, de définir une section efficace de transfert de quantité de mouvement :

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\varphi)(1 - \cos \varphi) \sin \varphi d\varphi$$

qui devient pour une diffusion "boules de billard" :

$$\sigma_m = 4\pi \sigma = \sigma_{el}$$

Le potentiel inter-particulaire dépend de la vitesse des particules en présence et la diffusion n'est pas isotrope. La **figure I-2-2** montre les variations de σ_m pour une collision électron-atome ou molécule en fonction de l'énergie électronique \mathcal{E} , symptomatique d'un phénomène bien plus complexe qu'il n'apparaît après le traitement ci-dessus. La quantité moyenne d'énergie échangée ΔW entre les deux types de particules est :

$$\frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

L'échange d'énergie est peu important si les masses sont très différentes. Par exemple, un électron rapide perd peu d'énergie dans une collision avec un atome. Un ion lourd cède de l'énergie à une particule plus légère : c'est la base du refroidissement dans les "electron coolers", les EBIS et les ECRIS : les particules légères emportent les excès d'énergie des particules lourdes. Notons que ces échanges d'énergie se font d'autant plus facilement que les masses sont voisines. En particulier, dans l'échauffement coulombien d'électrons d'ionisation par des électrons rapides $\frac{\Delta W}{W}$ peut atteindre $\frac{1}{2}$ (en Méc. Quant.).

I-3 LES PROPRIETES OPTIQUES D'UNE SOURCE

On se reportera avec profit aux deux références suivantes : *C. Lejeune et J. Aubert. Applied charged particle optics. Academic Press (1980) 159 et M. Reiser. [30] 56 et 358.*

Le faisceau issu d'une source est formé en vue d'une utilisation où, le plus généralement, on cherche à ce qu'il ait une dimension transverse la plus réduite possible en un point donné : c'est la formation d'une tache image par focalisation du faisceau. Les perturbations extérieures qui sont à l'origine de la formation des particules chargées dans la source sont des interactions aléatoires, ce qui induit une dispersion en énergie initiale de ces particules. La distribution en énergie est généralement de type Maxwell-Boltzmann (Cf. **Chapitre VII §VII-1**). Si l'on considère l'espace des phases à 6 dimensions (x, p_x, y, p_y, z, p_z), les N points représentatifs de ces particules sont dans un hypervolume dit d'émittance (on peut préciser "d'émittance généralisée"). En vertu du théorème de Liouville, cet hypervolume est invariant le long des systèmes allant de la source à la cible sauf dans les principaux cas suivants :

- diminution de N par diaphragmes ou fentes,
- collisions interparticules (Effet Touschek ou Boersch) ou avec le gaz résiduel,
- forces non hamiltoniennes (ne dérivant pas d'un potentiel), cas de la charge d'espace en général,
- refroidissement du faisceau,
- instabilités.

Du fait que le devenir du faisceau dépend de la source explique la profusion des modèles où, de plus en plus, sont améliorées les propriétés optiques surtout avec l'avènement des codes de simulation.

Dans la majorité des cas rencontrés pratiquement, le faisceau se propage suivant z avec une dispersion en \dot{z} négligeable et des vitesses \dot{x} et $\dot{y} \ll \dot{z}$. Par ailleurs, les plans $x\dot{x}$ et $y\dot{y}$ sont le plus souvent découplés, de sorte que l'on peut substituer à la notion d'hyperfigure à six dimensions celle de double figure d'émittance transverse xx' et yy' dans l'espace dit des traces (le prime dénotant la dérivation par rapport à z). En symétrie cylindrique, la figure devient simple en rr' . Dans le cas de faisceaux à faible vergence, x', y' et r' qui sont des tangentes, sont assimilées à des angles α . L'unité d'émittance est donc le m.rad mais on rencontre souvent le sous-multiple mm.mrad. La figure d'émittance dans un plan (exemple **figure I-3-1**) est tracée pour différentes fractions de l'intensité totale. Elle a la forme générale d'une ellipse (**Figure I-3-2**) dont l'orientation dépend de la vergence du faisceau. Le théorème d'Appollonius permet d'exprimer (**Figure I-3-3**) la surface de l'ellipse A :

$$A = \pi a_0 \alpha_0 = \pi a \alpha = \pi p q$$

Par convention, l'émittance géométrique est :

$$\epsilon = A / \pi.$$

Si la figure n'est pas une ellipse (cas de la figure III-4)

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \iint dx dx'$$

on définit une émittance normalisée :

$$\epsilon_N = \beta \gamma \epsilon \quad \beta = \frac{z}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

laquelle est une constante le long de l'axe de propagation dans les conditions définies ci-dessus (Cf. §XII-1). Cette émittance devrait être égale à l'émittance de la source que l'on appelle émittance native ou intrinsèque [30] et qui vaut, par exemple, dans le cas d'un émetteur de rayon r_c à la température T :

$$\epsilon_{N,nat.} = 2r_c \sqrt{\frac{2kT}{mc^2}}$$

(Notons, au passage, que des particules générées dans une induction ont une température apparente T supérieure à la température réelle du fait du terme additif $q r A_\theta$ dans le moment canonique azimutal).

Dans les faits, l'émittance mesurée après l'anode est très supérieure à cette valeur, à cause, entre autres, des effets de charge d'espace près de l'émetteur. On rencontre aussi l'émittance physique :

$$\epsilon_p = (W)^{1/2} \epsilon_{[m.rad.eV^{1/2}]} \text{ ou } [mm.mrad.MeV^{1/2}]$$

que l'on peut rattacher à l'émittance normalisée par la formule, en unités pratiques :

$$\epsilon_N = \frac{4.68 \cdot 10^{-2}}{c \sqrt{A}} \epsilon_p_{[m.rad.MeV^{1/2}]}$$

La brillance est théoriquement le quotient d'une densité au point d'émission par l'angle solide vu par le faisceau :

$$B = \frac{J}{\Omega}$$

Si l'émittance transverse normalisée s'écrit :

$$\epsilon_{N,xy} = \frac{\beta^2 \gamma^2}{\pi^2} \iiint dx dy dx' dy'$$

la brillance normalisée est :

$$B_N = \frac{I}{\pi^2 \epsilon_{N,xy}} \quad \text{ou} \quad B_N = \frac{2I}{\pi^2 \epsilon_{N,r}}$$

Si le courant I est émis par une faible surface circulaire de rayon r dans un cône de demi-ouverture α :

$$B = \frac{I}{\pi^2 r^2 \alpha^2}$$

L'ordre de grandeur est :

$$B \approx 10^6 \text{ A cm}^{-2} \text{ rd}^{-2}$$

(Ne pas s'étonner de trouver des $\text{A m}^{-2} \text{ srd}^{-1}$).

Nous reviendrons ultérieurement sur ces grandeurs et particulièrement sur les moyens de les mesurer.

On voit sur la **figure I-3-4** que l'émittance géométrique est reliée à l'aire d'une figure qui peut être très perturbée, au point qu'il faille plutôt considérer l'enveloppe globale du diagramme comme émittance significative. Pour éviter ceci, les physiciens des accélérateurs ont introduit la notion d'émittance quadratique moyenne (en anglais "root mean square" rms) qui est une émittance statistique définie par :

$$\epsilon_{rms} = \left(\overline{x^2 x'^2} - \overline{x x'}^2 \right)^{1/2}$$

Si le diagramme d'émittance est une ellipse telle que son grand axe soit vertical de valeur x'_m et le petit axe de valeur x_m , l'émittance géométrique est :

$$\epsilon = \pi x_m x'_m$$

Dans le cas d'un faisceau à densité de distribution gaussienne, on a :

$$x_m = 2\overline{x} \text{ et } x'_m = 2\overline{x'} \text{ et } \epsilon_{rms} = \overline{x} \cdot \overline{x'}$$

De sorte que ϵ , appelée aussi émittance effective, vaut :

$$\epsilon = 4\epsilon_{rms}$$

Ce facteur 4 est fondamental entre les deux grandeurs et suscite bien des malentendus dans les publications, sans parler du facteur π !

La formule de l'émittance native est extraite de ces considérations d'émittance statistique qui s'appliquent avec bonheur aux distributions de Maxwell-Boltzmann. On tire, en particulier, une valeur de l'émittance normalisée native dans le sens longitudinal pour un faisceau d'extension $\Delta z = \dot{z} \Delta t$ (Δt étant, par exemple, la durée d'un paquet ou une unité de temps dans le cas d'un faisceau continu) :

$$\epsilon_{N,nat,z} = \Delta z \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{1/2} = \Delta W \Delta t$$

rappelons que :

$$\epsilon_{N,nat,x} = 2x \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{1/2}$$

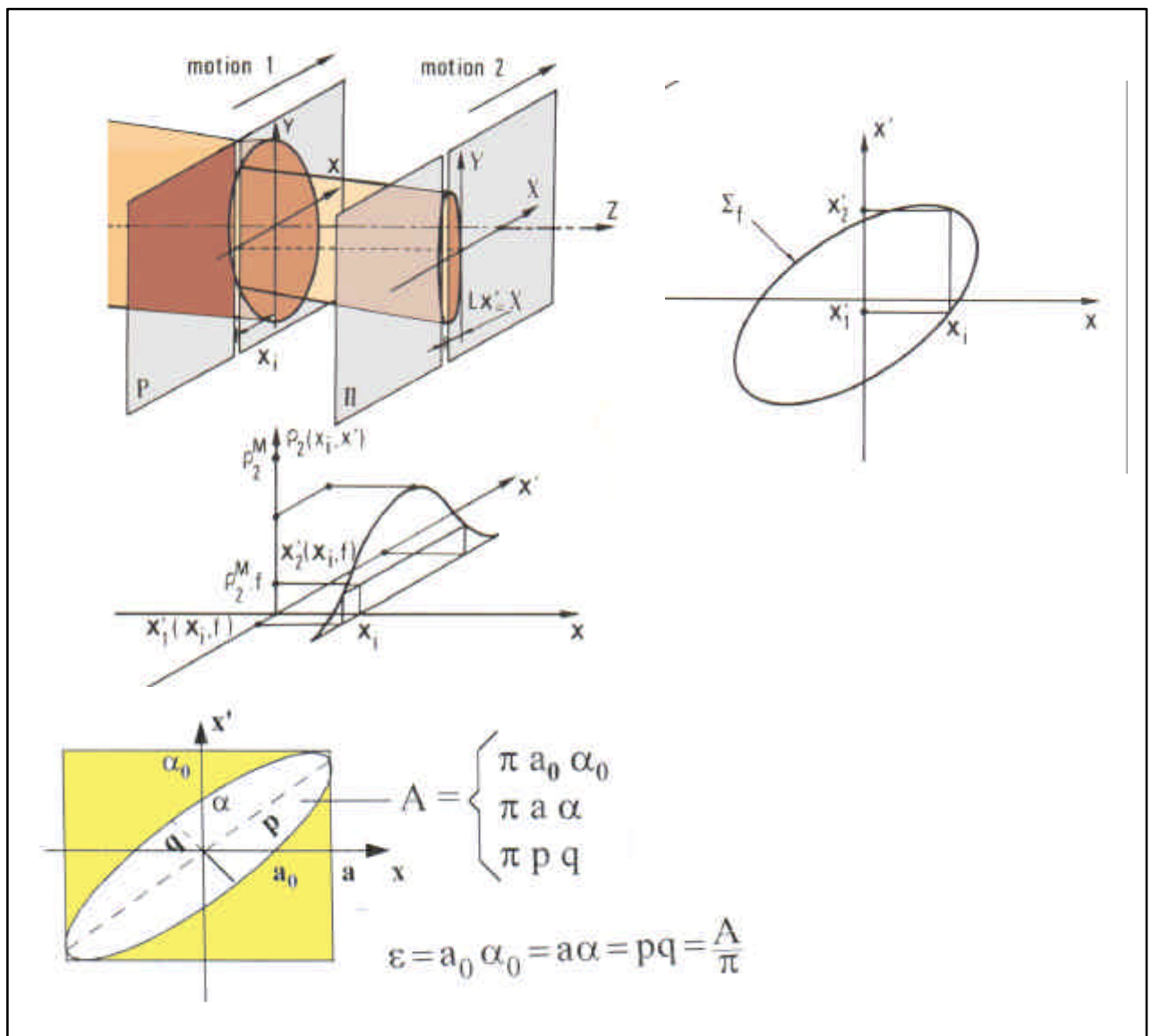
ΔW est la dispersion en énergie longitudinale (on peut prendre $\frac{1}{2} kT$).

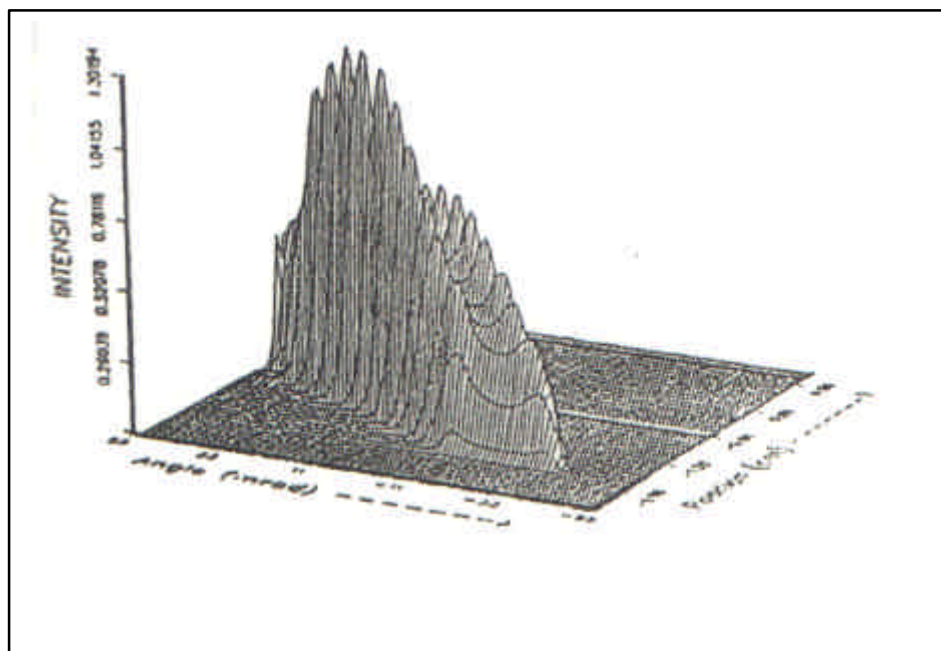
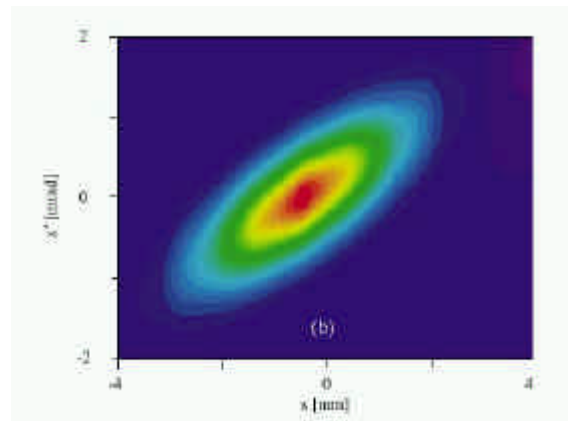
On déduit de ces formules que :

- l'émittance généralisée dépend de la température associée à la DMB et doit donc être la plus faible possible,

- les émittances transverse et longitudinale sont peu différentes.

Dans le cas d'autres types de distribution, on peut avoir de fortes différences (cas des populations issues d'une interaction laser-cible, par exemple).





II - LES PROCESSUS D'EMISSION ELECTRONIQUE

Il n'est pas question de refaire l'ensemble des théories de base nécessaires à la compréhension des phénomènes de productions d'électrons. A cet égard, ce cours s'appuie sur un acquis en Mécanique Quantique, en Physique du Solide et en Electro-Magnétostatique.

Dans son acception la plus générale, une source d'électrons est un dispositif délimité susceptible de fournir une collection d'électrons énergétiques. De façon plus restreinte, les sources d'électrons les plus communes sont constituées :

- d'un matériau le plus souvent solide dont l'interface avec le vide est soumise à une ou plusieurs excitations (chauffage, champ électrique, bombardement corpusculaire...) ;
- d'un plasma.

L'énergie des électrons est inhérente à l'excitation et, le plus souvent, accrue dans une géométrie dite de canon où l'émetteur appelé cathode est placé face à une électrode de forme élaborée appelée anode, portée à un potentiel accélérateur et propre à former un ensemble mouvant d'électrons de forme cohérente appelé faisceau. Les processus d'émission ont longtemps été considérés seuls, la vivacité de développement des sources d'électrons oblige à traiter des processus binaires (effet Schottky, photoémission de champ, effet Malter) ou ternaires (photothermoémission de champ).

II-1 L'EMISSION THERMOELECTRONIQUE

On dit aussi thermoémission ou, improprement, émission thermoionique. Elle intervient au niveau de l'interface solide-vide lorsque le solide est soumis à une élévation de température.

Il est bon de rappeler brièvement que, pour un atome isolé, les électrons gravitent autour du noyau. L'énergie qu'il faut fournir à un électron situé à une distance x du noyau pour le libérer de l'attraction de celui-ci peut être représentée schématiquement comme sur la **figure II-1-1**. L'électron est dit prisonnier d'un puits d'énergie ou de potentiel. Lorsque l'on est en présence d'un solide, les atomes sont voisins et les puits de potentiel se combinent. Si les niveaux d'énergie électronique correspondant aux couches auxquelles ils appartiennent sont au-delà du niveau maximal W_0 (cas des conducteurs), les électrons peuvent passer d'un atome à l'autre, ils sont dits libres sans pour autant pouvoir s'échapper du solide. On montre qu'ils possèdent une distribution en énergie régie par la statistique de Fermi-Dirac-Sommerfeld (FDS). Avec les constantes universelles de Planck (h), de Boltzmann (k), données en fin d'ouvrage, m la masse de l'électron, T la température du solide, dN le nombre d'électrons libres d'énergie entre W et $W+dW$, on a :

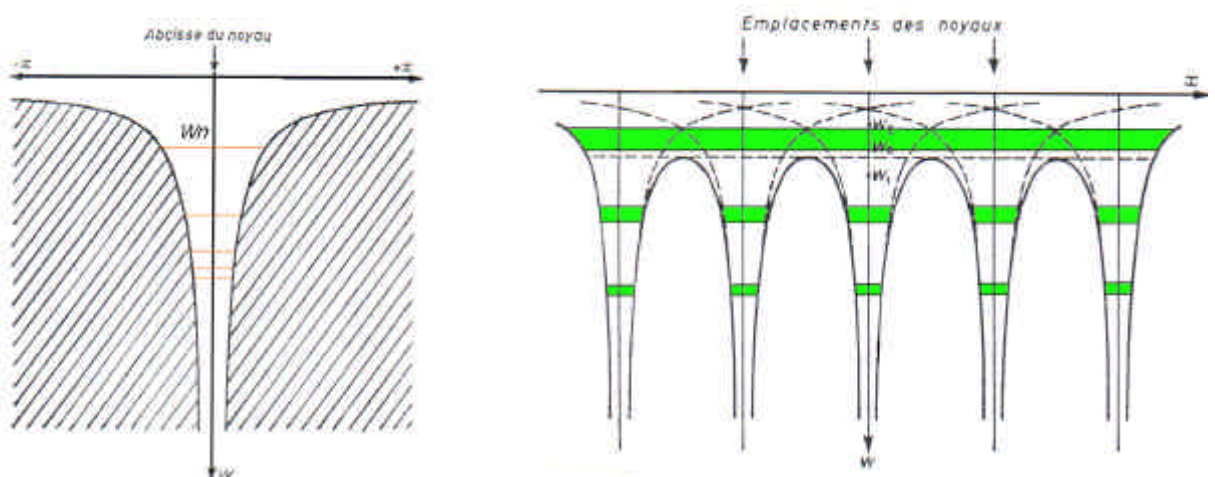


Figure II-1-1

$$\frac{dN}{dW} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{W^{1/2}}{e^{W-W_F/kT} + 1}$$

W_F est dit niveau de Fermi du solide considéré.

A $T = 0$ K, il vaut :

$$W_F [\text{eV}] = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} = 3.64 \cdot 10^{-15} n^{2/3} [\text{cm}^{-3}]$$

n étant la densité volumique des électrons dans la bande de conduction. Aux faibles températures, on a une variation du niveau de Fermi telle que :

$$W_{F,T} = W_F \left(1 - \frac{\pi^2 k^2 T^2}{12 W_F^2} \right)$$

Le cas des semi-conducteurs est plus délicat puisqu'il faut considérer les niveaux de Fermi du substrat et des impuretés. On voit la représentation de cette distribution sur la **figure II-1-2**. A 0 K, les électrons ont une énergie maximale limitée ; en revanche, la distribution s'étale quand la température augmente. Lorsqu'un électron sort du solide par la surface que nous allons considérer comme plate et conductrice, il apparaît une charge positive qui exerce une force de rappel qui empêche cette sortie, de la forme :

$$F(x) = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}$$

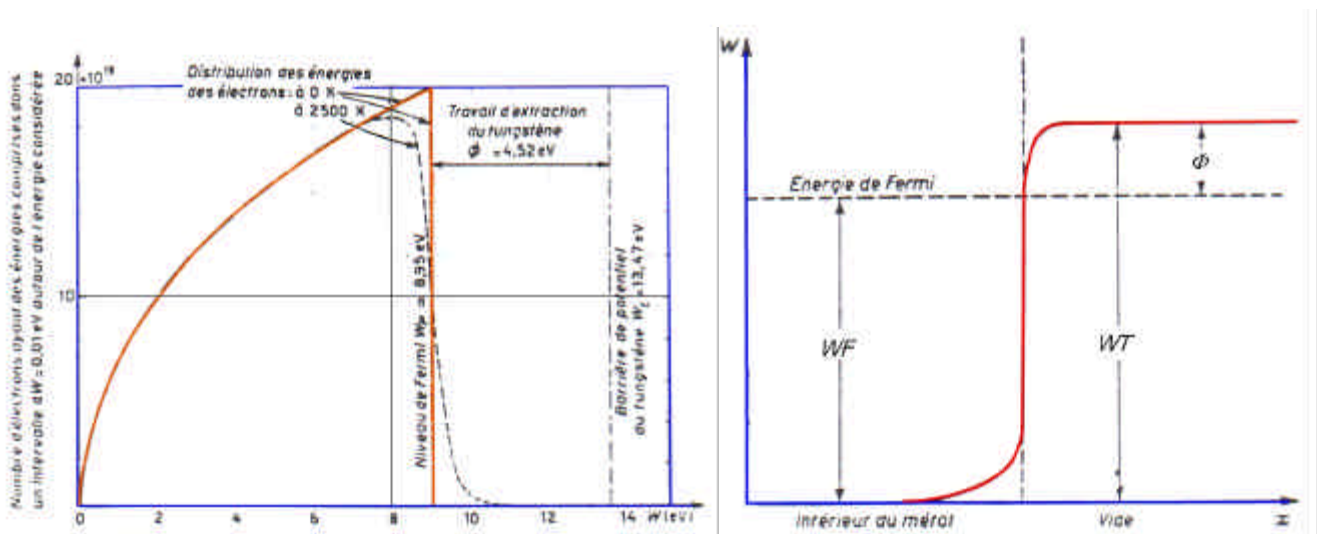


figure II-1-2

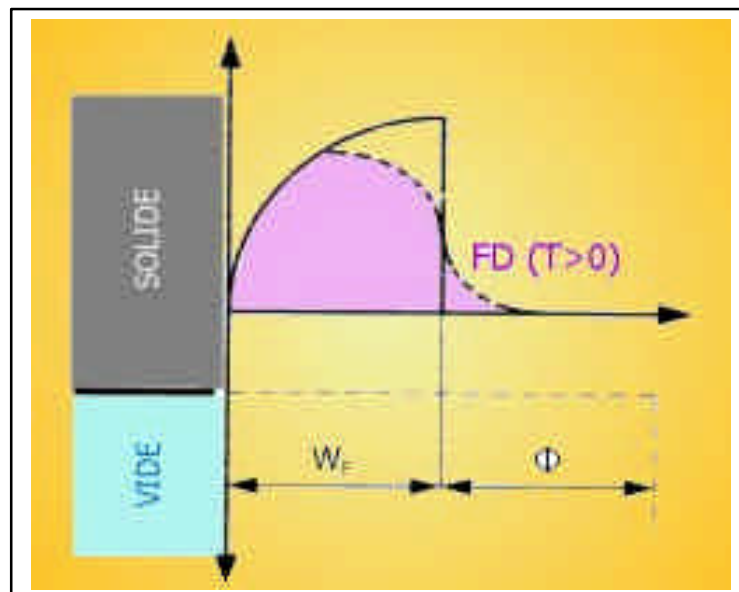


Figure II-1-3

Métaux

Elément	ϕ	λ_p
	eV	nm
Cs	1.94	639.0
Rb	2.13	582.0
K	2.25	551.0
Na	2.25	543.0
Li	2.46	504.0
Ba	2.52	492.0
Pr	2.70	460.0
Sr	2.74	452.0
Ce	2.58	430.0
Sm	3.20	390.0
Ca	3.20	387.0
La	3.30	375.0
U	3.45	359.0
Th	3.47	357.0
Hf kubach	3.53	351.0
Si	3.59	345.0
Mg	3.70	335.0
Be	3.92	316.0
Zr	3.93	315.0
Mn	3.95	314.0
Nb	3.99	311.0
Cd	4.04	307.0
Pb	4.04	307.0
Tl	4.05	306.0
V	4.11	301.0
Ta	4.13	300.0
Ge	4.16	298.0
Al	4.20	295.0
Mo	4.24	292.0
Co	4.25	292.0
Zn	4.27	290.0
Bi	4.34	285.0
C	4.36	284.0
Sn	4.39	282.0
Cr	4.45	278.0
Cu	4.48	277.0
Ru	4.52	274.0
W	4.53	273.0
Hg	4.53	273.0
Os	4.55	272.0
Sb	4.56	271.5
B	4.60	269.0
Ge	4.62	268.0
Fe	4.63	267.5
Ti	4.65	266.0
Rh	4.65	266.0
Ag	4.70	264.0
Au	4.71	263.0
Te	4.73	262.0
As	4.79	259.0
Se	4.87	254.0
Ni	4.91	252.0
Re	4.97	249.0
Pd	4.98	249.0
Pt I	5.38	232.0
Ir	5.40	230.5
(Pt II)	6.37	199.5

$$\phi = \frac{hc}{\lambda_{gr}}$$

Tableau II-1-6

Corps purs

Corps	ϕ	λ_p
	eV	nm
Cu ₂ O	1.08	1140.0
NiCa	1.36	919.0
BaO	1.57	795.0
SbCa	1.84	689.0
SrO	2.03	615.0
CaO	2.34	520.0
CeB ₄	2.59	482.0
LaB ₄	2.66	455.0
SrB ₄	2.67	454.3
NH ₄ -Amalgam	2.83	430.0
CaB ₄	2.86	425.0
ThB ₄	2.92	420.0
ThO ₂	2.96	418.0
PrB ₄	3.12	398.0
Y ₂ O ₃	3.30	376.0
BaB ₄	3.45	357.5
ZrC	3.8	324.0
Ag ₂ S	≈ 3.82	323.0
AgBr	≈ 3.9	316.5
AgJ	≈ 3.96	312.0
HfC	4.0	309.0
ZrO ₂	4.20	294.0
NaCl	4.2	294.0
MgO	4.4	280.5
UC	4.57	271.0
NdB ₄	4.57	271.0
AgCl	≈ 4.6	269.0
TiO ₂	4.7	263.0
Al ₂ O ₃	4.7	263.0
BeO	4.7	263.0
SiO ₂	5.0	248.0
Cu ₂ O	5.15	240.0
CuO	5.34	231.0

Tableau II-1-7

Composés sur matrice

Corps	Matrice	ϕ	λ_p
		eV	nm
Cu ₂ O, Ca, Ag-Ca, Ag	Ag	0.72	1700.0
Cu ₂ O, Ca, Ag-Ca	Ag	0.89	1400.0
Cu ₂ O, Ag-Ca	Ag	1.00	1236.0
Ca	Pt	1.39	895.0
Ca	W-Oxyd	1.44	870.0
50BaO 50SrO	Ni	1.50	840.0
Rb	Pt	1.57	795.0
K	Pt	1.62	770.0
Cs	W	1.64	761.5
B	W	1.75	715.0
CaO	Ni	1.77	711.0
CaO	PtIr	1.77	707.0
Ba	W-Oxyd	1.80	701.0
Ba	W	2.00	617.0
Na	W	2.10	590.0
Na	Pt	2.10	590.0
BaO	W	2.13	580.0
La	W	2.71	446.0
Ce	W	2.71	446.0
Th	W	2.84	428.5
U	W	2.95	418.5
Zr	W	3.14	400.0
Th	W	3.2 *	390.0
W-Oxyd	W	6.24	202.0
Ni-Oxyd	Ni	6.34	200.0
Pt-Oxyd	Pt	6.55	198.0

Tableau II-1-8

x étant la distance surface-électron. L'électron semble soumis à un potentiel de la forme :

$$V(x) = -\frac{e}{16\pi\epsilon_0 x} + \text{Cte}$$

qui se raccorde au potentiel électro-chimique dans le solide. On dit que l'électron est face à une barrière d'énergie ou de potentiel schématisée sur la **figure II-1-2** et dont la hauteur totale est W_t . On appelle travail de sortie ϕ la quantité :

$$\phi = W_t - W_F$$

Cette grandeur est dépendante de la température suivant une loi linéaire en première approximation :

$$\phi = \phi_{T=0} + \alpha T$$

Les **tableaux II-1-6,7,8** donnent ϕ pour différents corps. Notons que Schottky a évalué pour un métal propre que :

$$\phi_{[\text{eV}]} \approx \frac{7.2}{r_{[\text{\AA}]}}$$

r étant le rayon atomique (ex : pour W, $r = 1.6 \text{ \AA} \rightarrow \phi \approx 4.5 \text{ eV}$).

Dans l'émission thermoélectronique, une forte élévation de température écrase la distribution FDS (**Figure II-1-3**) de telle sorte que quelques électrons peuvent quitter le solide. A partir de cette distribution, on peut calculer le nombre d'électrons frappant la surface yz et en déduire le densité d'émission dite de saturation J_s :

$$J_s = AT^2 \exp(-e\phi/kT)$$

Dans le cas où tous les électrons émis sont envoyés à l'infini :

$$J_s = \frac{4\pi emk^2 T^2}{h^3} (1-\bar{r}) e^{-e\phi/kT}$$

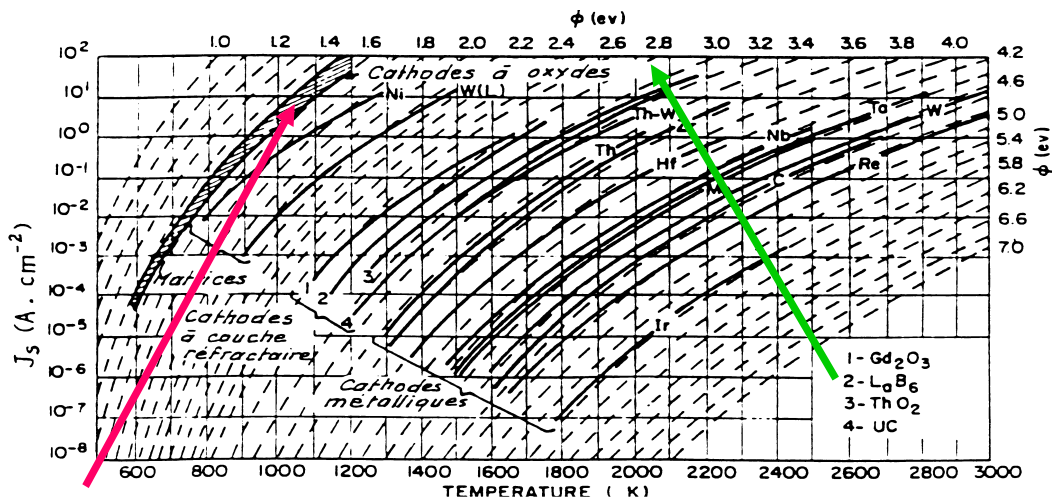
\bar{r} est le coefficient moyen de réflexion des électrons sur la barrière de potentiel. C'est la loi de Dushman-Richardson (-Laue).

On appelle constante de Richardson la quantité :

$$A_0 = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.204 \cdot 10^6 \text{ A.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$$

avec $A = A_0 (1-\bar{r})$. En unités pratiques, on a :

$$J_s [\text{A.cm}^{-2}] = 120.4 (1-\bar{r}) T^2 e^{-11600 \phi [\text{eV}]/T}$$



BaO

Figure II-1-4

La courbe de la **figure II-1-4** représente les densités de saturation émises par les différents corps en fonction de la température. On voit que les métaux réfractaires purs utilisés comme filaments ou cathodes de sources d'ions (tungstène, molybdène, tantale) fournissent des densités de travail $J_s > 0.1 \text{ A.cm}^{-2}$ pour des températures supérieures à 2200 K. Le coefficient \bar{r} est proche de 0 pour les métaux et proche de 1 pour les surfaces composites (**Tableau II-1-5**). Le nombre d'électrons N_x émis avec une vitesse dans l'intervalle v_x, v_x+dv_x est :

$$N_x = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} (1-r_{v_x}) \exp\left(-\frac{e\phi + 1/2 m v_x^2}{kT}\right) v_x$$

Corps	Φ	A	Corps	Φ	A
Ta	4,19	55	PtIr - BaO .	1,0 - 1,1	$10^{-4} - 10^{-2}$
Th	3,35	60	PtIr - BaSrO	1,03	$10^{-3} - 10^{-2}$
U	3,27	-	PtNi - BaSrO	1,00	$1 \cdot 10^{-2}$
W	4,54	60 - 100	PtIr - CaO .	1,77	$10^{-4} - 10^{-2}$
Zr	4,12	330	PtIr - SrO .	1,27	$10^{-4} - 10^{-2}$
Fe	4,7	1,5 - 26			
Co	4,4		CaB ₆	2,86	2,6
Ni	5,03	50	SrB ₆	2,67	0,14
Pd	4,97	60	BaB ₆	3,45	16
Os			LaBa ₆	2,66	29
Pt	6,3	32	CeB ₆	2,59	3,6
			ThB ₆	2,92	0,5
W - Cs	1,36				
W(ox) - Cs	0,71	$1 \cdot 10^{-3}$			
W - Ce	2,71	8,0	50 % BaO		
W - La	2,71	8,0	+ 50 % SrO		0,01 - 0,1
W - U .	2,84	3,2			
W - Y .	2,70	7,0	W - Th		3
W - Zr	3,14	5,0	W - O - Ba		0,2
W - Th	2,63	3,0	W - Ba		1
W - Ba	1,66	-			
W(ox) - Ba	1,1	0,3			
Mo - Th	2,58	1,5			
Re - Th	2,83	11,7			

Tableau II-1-5

En supposant $r_{v_x} = \bar{r}$ et en appelant $W = 1/2 m v_x^2$, on obtient à quelques facteurs près :

$$\frac{dN_x}{dW} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{-e\phi/kT} W^{1/2} e^{-W/kT} (1-\bar{r})$$

qui est une fonction de distribution de type Maxwell-Boltzmann.

L'énergie moyenne des électrons émis suivant x est :

$$W_{m,x} = kT/2$$

Dans toutes les directions, elle vaut :

$$W_m = 3kT/2$$

La dispersion en énergie totale est :

$$\Delta W \approx 3W_m \text{ (soit en général } \approx 1\text{eV)}$$

Ce qui est très important pour les propriétés optiques des canons à électrons à émetteur thermoélectronique.

Pour les applications, l'enjeu consiste à employer des matériaux ayant un travail de sortie ϕ et un coefficient de réflexion \bar{r} les plus faibles possible pour faire travailler l'émetteur à basse température, ce qui a les avantages évidents suivants :

- faible puissance de chauffage
- faible désorption des surfaces chaudes ou irradiées
- faible évaporation du composé émetteur
- plus faible activité chimique de l'émetteur.

L'émission thermoélectronique d'un conducteur peut être modifiée par différents facteurs. Nous traiterons l'action simultanée d'un champ accélérateur (effet Schottky) après l'étude de l'émission de champ. La modification la plus importante intervient lorsque la surface émettrice est recouverte d'une monocouche d'un

autre corps. Selon que ce corps est électro-positif ou négatif par rapport au substrat, sa dipolarité contribue à l'abaissement (activation) ou à l'élévation (contamination) du travail de sortie global (**Figure II-1-17**).

La variation $\Delta\phi$ qui en résulte vaut :

$$\Delta\phi = j e d / \epsilon_0$$

d étant la distance dipolaire et j la densité superficielle du dépôt. j est de l'ordre de 10^{14} atomes.cm⁻², d de l'ordre du rayon atomique, ce qui permet d'obtenir $\Delta\phi \approx 3\text{eV}$ (**Tableau II-1-18**). On imagine tout l'intérêt des surfaces complexes dans la fabrication des cathodes, particulièrement dans le domaine des tubes électroniques.

L'émission thermoélectronique est de loin celle qui a le plus d'applications (tubes, oscilloscopes, TV, soudures lasers...) à partir de cathodes qui doivent posséder les propriétés suivantes :

- émission élevée,
- bonne rigidité mécanique à chaud,
- faible taux d'évaporation,
- résistance à la contamination,
- possibilité de réactivations multiples,
- résistance au bombardement ionique,
- longue durée de vie.

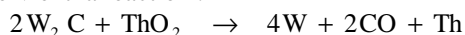
La rigidité mécanique impose l'utilisation d'un substrat constitué d'un métal réfractaire (tungstène, molybdène, tantale, nickel, rhénium, iridium) chauffé par effet Joule ou par bombardement électronique. La pression P et la composition de l'atmosphère résiduelle autour de la cathode déterminent le taux de contamination, la quantité de bombardement ionique et peuvent être les causes principales de réduction de la durée de vie. On peut distinguer en gros deux domaines selon que P est inférieure ou non à 10^{-3}Pa (10^{-5}mbar).

Lorsque l'émetteur électronique n'est pas soumis à un bombardement, on choisit un matériau ayant un travail de sortie le plus faible possible pour abaisser sa température de travail, ce qui réduit la puissance de chauffage nécessaire et la désorption des surfaces chaudes ou irradiées.

Pour $P > 10^{-5}\text{mbar}$ (10^{-3}Pa) (soudure, lasers, sources d'ions, jauges à vide), on utilise généralement des métaux purs : tungstène, tantale et rhénium sous forme de filaments cylindriques ou en rubans chauffés directement ou cylindres creux chauffés par bombardement. La durée de vie est de quelques dizaines d'heures pour $J_s > 10^{-2}\text{A.cm}^{-2}$. Si la pression est due majoritairement à un gaz non contaminant (argon, hélium, krypton, azote, hydrogène), on utilise aussi des cathodes de type "dispenser" dont la géométrie est optimisée pour rallonger la durée de vie en présence de bombardement ionique ; le substrat est dopé avec ZrO_2 , HfO_2 , Y_2O_3 . La haute température requise pour obtenir l'émission a l'avantage de décomposer les composés formés à partir des gaz électronégatifs et l'inconvénient d'exiger de fortes puissances de chauffage.

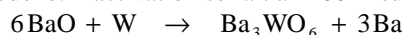
Pour $P < 10^{-5}\text{mbar}$ (10^{-3}Pa), on utilise des substrats (ou matrices) dopés avec un composé électropositif que l'on active pour former une monocouche qui s'évapore et que l'on s'efforce de renouveler continûment. Les arrangements pratiques sont légions et on ne peut les décrire tous (voir la documentation jointe). Nous allons nous limiter aux principaux.

A - Le tungstène thorié est obtenu par frittage et mélange de poudres de W et de ThO_2 (0.5 à 1%). Le matériau est ensuite pressé. Généralement en forme de filament, le tungstène est chauffé à 2200 K dans une atmosphère hydrocarbonée. Il se forme une couche de W_2C en surface. A l'utilisation, l'activation se fait par un nouveau chauffage sous vide à 2200 K ; intervient la réaction :



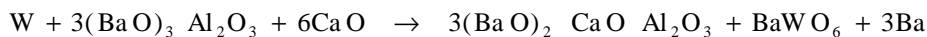
Le thorium migre en surface. La température est ramenée à 2000 K, $\phi = 2.7\text{eV}$, $J_s < 4\text{A.cm}^{-2}$ avec des durées de vie supérieures à 10000 h. Cette technologie est à la base de tous les tubes électroniques.

B - Le "dispenser" au baryum (cathode à réservoir) utilise ce matériau pour abaisser ϕ . L'idée de base est de faire migrer au travers d'un substrat poreux un composé chimique de baryum de façon durable et continue. Le réservoir est tantôt séparé (cathodes L) tantôt intégré dans le substrat (imprégnation, cathodes A, B et M). La cathode L (**Figure II-1-19**) comprend un disque de tungstène poreux entourant un réservoir contenant $\text{BaO} + \text{SrO}$ fermé par une structure en molybdène. L'activation se fait à 1400 K suivant la réaction :



La température est ramenée entre 1200 et 1400 K, $\phi \approx 2\text{eV}$, $J_s < 2\text{A.cm}^{-2}$ pour une durée de vie allant jusqu'à $5 \cdot 10^4$ heures. Les dispensers au baryum tolèrent à leur contact Ar, He, Kr, N_2 , H_2 , Mo, Re, W, Ru, Cu et ne tolèrent pas CO_2 , CO, O_2 , H_2O , C_nH_m , Cl_2 , F_2 , S, SF_6 , Ni, Au, Ag, Fe, Pt, Zn, Zr, Hf, Ti, C, Ta, Pa et les autres céramiques autres que Al_2O_3 ! (La **figure II-1-20** montre quelques exemples d'empoisonnement). Le taux de migration dépend de la température et de la grosseur des grains de tungstène. La liaison défectueuse molybdène-tungstène et le mauvais transfert thermique ont stimulé l'étude d'une version améliorée.

La cathode imprégnée utilise le principe du tungstène thorié. On utilise l'aluminate de baryum (70% BaO, 30% Al₂O₃) ou l'aluminate double de baryum et calcium mélangé au tungstène, réduits en poudre puis pressés. Le matériau ainsi obtenu est usiné à la forme voulue. L'activation s'effectue vers 1300 K suivant les réactions :



On obtient les mêmes performances que la cathode L avec un gain en température de 70 K.

Une amélioration sensible de la technologie des cathodes imprégnées a été imposée par la volonté d'obtenir des tolérances mécaniques plus serrées, difficiles à obtenir avec un matériau composite pressé. Les cathodes A, B et M (**Figure II-1-21**) qui présentent le summum de l'art actuel sont obtenues en pressant la poudre de tungstène (ou tungstène + iridium) avec des particules de $2 \div 14 \mu$ à $140 \cdot 10^6 \text{ Pa}$ ($\equiv 1400 \text{ atmosphères}$). Le matériau est ensuite grillé à 2500°C pendant 30 minutes dans une atmosphère d'hydrogène. Les pores ont un diamètre de 1 à 7μ ($8000 \div 36000 \text{ par mm}^2$). La forme cathodique est usinée après avoir infiltré les pores avec un matériau plastique inerte ou avec du cuivre. On retire cette imprégnation (à 250°C dans l'azote pour le plastique ou à 1700°C sous vide pour le cuivre). Le composé baryé est ensuite fondu dans le tungstène sous atmosphère inerte. Dans la cathode M, le matériau émissif comprend le scandate de baryum (BaO, CaO, Al₂O₃, Sc₂O₃, Y₂O₃). Le substrat est recouvert d'une mince couche d'osmium-ruthénium ($2000 \div 5000 \text{ \AA}$). Cette surface complexe permet d'obtenir :

$$J_s = 5 \text{ A.cm}^{-2} \text{ à } 1200 \text{ K}$$

et un taux d'évaporation réduit de sorte que la cathode peut travailler jusqu'à 1400 K ($J_s > 20 \text{ A.cm}^{-2}$). Les durées de vie atteignent aujourd'hui 10^5 h à 1200K.

C - La cathode à oxydes est la "cathode du pauvre". Elle permet de construire un émetteur électronique sans avoir recours à une technologie trop raffinée. Un mélange poreux BaO + SrO (parfois + CaO) est déposé sur un substrat de nickel dopé avec un agent réducteur (magnésium, zirconium). Ce dépôt de $\approx 0.07 \text{ mm}$ (**Figure II-1-22**) est obtenu par badigeonnage ou cataphorèse d'une solution de carbonate dans un liant organique (nitrocellulose, méthacrylate de butyl + acétone ou acétate de butyl). La cathode est dégazée à 1350 K, ce qui décompose les carbonates en oxydes, lesquels sont réduits soit par le réducteur, soit par électrolyse solide. La température de travail est de 1000 à 1100 K, $\phi \approx 1.5 \text{ eV}$, $J_s < 1 \text{ A.cm}^{-2}$. Les cathodes sont fragiles et très facilement contaminées, elles ne supportent quasiment pas les entrées d'air. L'amélioration de J_s s'est faite en ajoutant de la poudre de nickel aux oxydes (cathodes BN). Une autre version de la cathode à oxydes utilise les couples W + ThO₂, W + Y₂O₃, W + Gd₂O₃ et W + oxydes de terres rares.

D - Terminons cette revue compilée dans le **tableau II-1-23** par les cathodes utilisant les composés réfractaires non métalliques : carbures principalement de hafnium, d'uranium et de zirconium, borures principalement de lanthane et les iridiures et tout dernièrement les mélanges LaB₆ + MB₂ (M=Ti,Zr,Hf,Nb,Ta). L'hexaborure de lanthane, LaB₆, mérite une mention particulière puisqu'il permet d'obtenir la plus haute densité de saturation (100 A.cm^{-2}) en continu. C'est un matériau qui ne supporte que Re et CTa₂ comme substrat, extrêmement dur mais qui résiste bien aux entrées d'air et à la contamination. Les cathodes basées sur les iridiures sont obtenues soit dans un four à arc sous argon, soit par imprégnation d'un support d'iridium par des sels de lanthane, de cérium ou de praséodyme. Développées très récemment, les **figures II-1-24 a et b** montrent clairement leurs avantages (durées de vie multipliées par ≈ 10 , ϕ abaissé à 2.57 eV) par rapport à LaB₆.

A l'opposé de ces émetteurs, certains matériaux sont utilisés pour inhiber l'émission de surfaces chaudes généralement parce qu'elles subissent des dépôts émetteurs (baryum sur anode, wehnelt ou grilles...) les couches minces d'or ($T < 550^\circ\text{C}$), de titane ($T < 1000^\circ\text{C}$), de platine ($T < 1500^\circ\text{C}$) ou la carburisation des métaux réfractaires sont les moyens les plus utilisés.

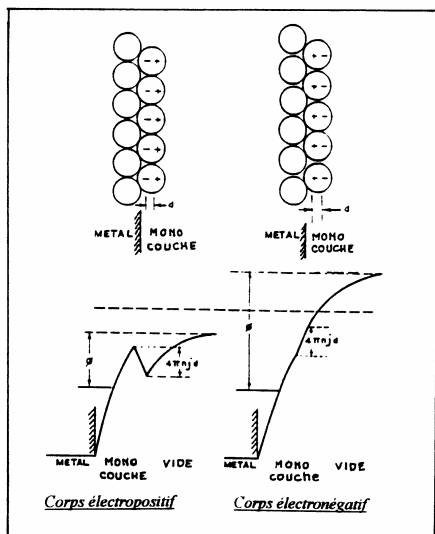


Figure II-1-17 - Effet de l'activation et de la contamination sur la barrière de potentiel.

W	ϕ (eV)
pur	4.54
+Th	2.7
+Ba	1.6
+Cs	1.5

Tableau II-1-18

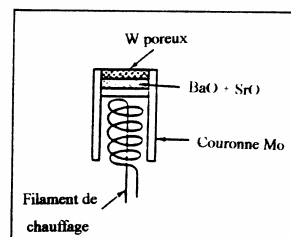


Figure II-1-19 - Cathode L.

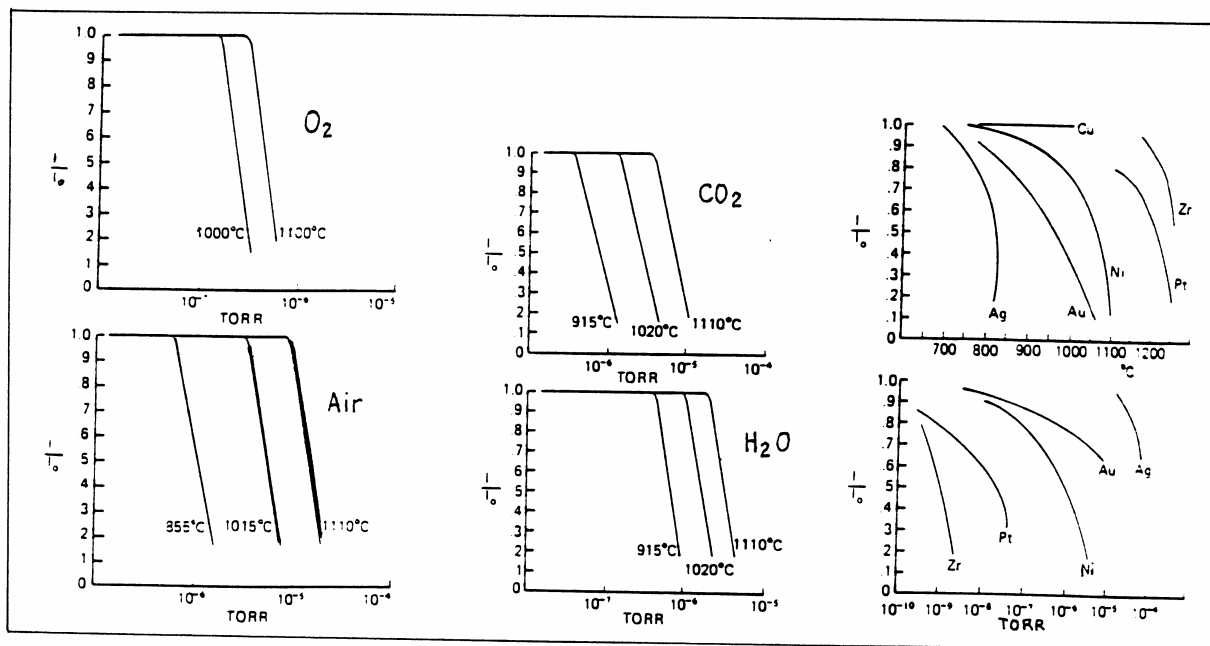


Figure II-1-20 - Décroissance de l'émission pour différentes pollutions.

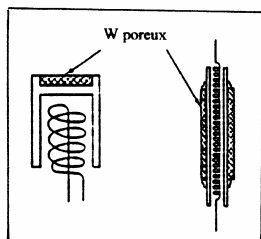


Figure II-1-21 - Cathodes A, B et M.

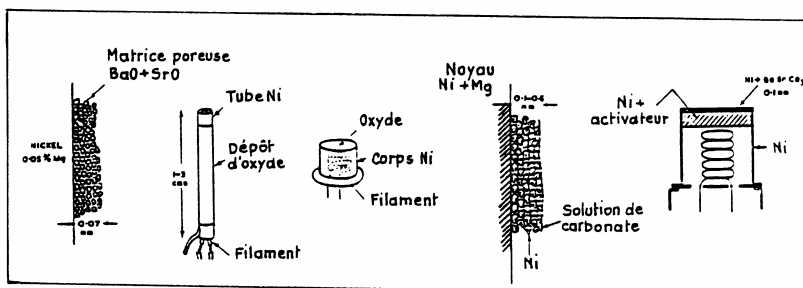
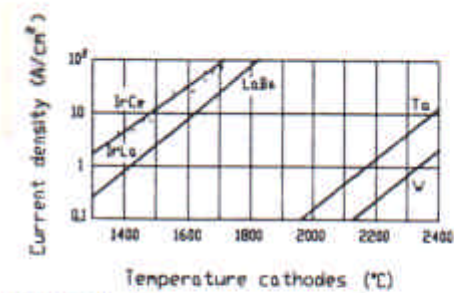


Figure II-1-22 - Cathodes à oxydes.

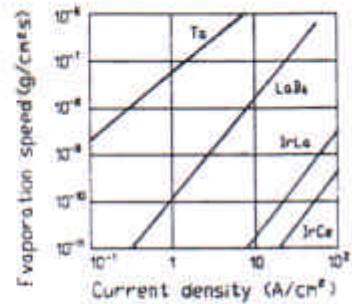
C	M	T	ϕ	L
ThO ₂ W ₂ C fritté	W ₂ C $2W_2C + ThO_2 \longrightarrow 4W + 2CO + Th$	2200°K	2.7eV	10 ⁴ h
① _a BaO + SrO Dispenser L	W $6BaO + W \longrightarrow Ba_3WO_6 + 3Ba$	1400°K	2eV	5.10 ⁴ h
① _{b,c} (BaO,CaO) ₃ Al ₂ O ₃ W imprégné	W $6(BaO)_3 Al_2O_3 \longrightarrow Ba_3WO_6 + 6(BaO)_2 Al_2O_3 + 3Ba$	1300°K	2eV	5.10 ⁴ h
② BaO + SrO(+CaO) Spray	Ni	1000°K	1.5eV	
LaB ₆	Ta,Rh,Cr	>1700°K	2.8eV	>10 ³

Tableau II-1-23



Current density versus temperature for some cathodes.

a)



Evaporation rates of some materials versus current density.

b)

Figure II-1-24

II - 2 L'EMISSION DE CHAMP

Lorsque la surface solide, considérée comme froide, est soumise à un champ électrique E , la barrière de potentiel évoquée précédemment est modifiée (**Figure II-2-1**). [W.P. Dyke et W.W. Dolan, *Adv. in Elect. and Elect. Phys.* 8 (1956)89].

a) Sa hauteur est réduite de :

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \text{ soit en eV} = 3.79 \cdot 10^{-5} \sqrt{E}$$

à l'abscisse

$$x_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0 E}}$$

b) Sa largeur est réduite de sorte que les électrons quittent le métal par effet tunnel avec un coefficient de transmission D pour l'énergie W égal à :

$$D(W) = \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m|W|^3}}{3\hbar e E} v(y) \right]$$

$$y = \frac{\Delta\phi}{|W|}$$

$$v(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 - y^2}} \left[\Im(k) - \left(1 - \sqrt{1 - y^2} \right) \Re(k) \right]$$

$$k^2 = \frac{2\sqrt{1 - y^2}}{1 + \sqrt{1 - y^2}}$$

$$\Re(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} \quad \Im(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

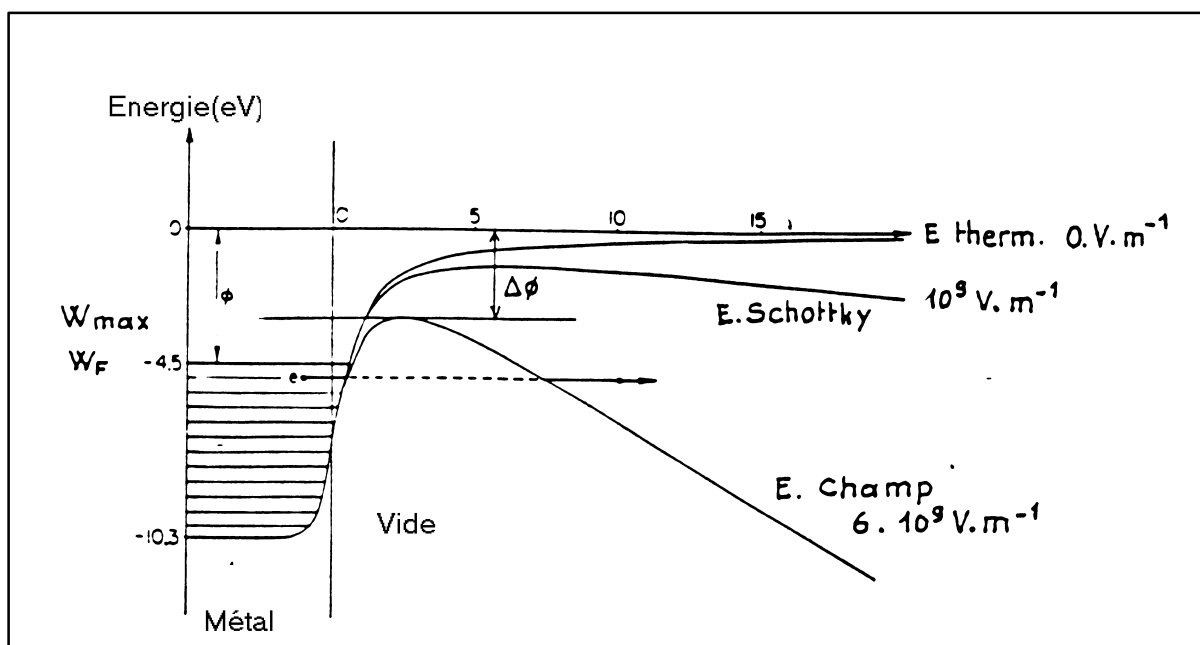


Figure II-2-1

y	$v(y)$	$t(y)$	y	$v(y)$	$t(y)$
0	1.000	1.000	0.75	0.383	1.076
0.05	0.995	1.001	0.80	0.312	1.083
0.10	0.982	1.004	0.85	0.238	1.090
0.15	0.962	1.007	0.90	0.161	1.097
0.20	0.937	1.011	0.95	0.082	1.104
0.25	0.907	1.016	1	0.000	1.110
0.30	0.872	1.021	1.1	-0.172	1.125
0.35	0.832	1.026	1.2	-0.353	1.139
0.40	0.789	1.032	1.3	-0.545	1.153
0.45	0.741	1.038	1.4	-0.745	1.167
0.50	0.690	1.044	1.5	-0.954	1.180
0.55	0.635	1.050	2	-2.122	1.249
0.60	0.577	1.057	3	-4.991	1.380
0.65	0.515	1.063	4	-8.458	1.501
0.70	0.450	1.070	5	-12.438	1.615

Tableau II-2-2

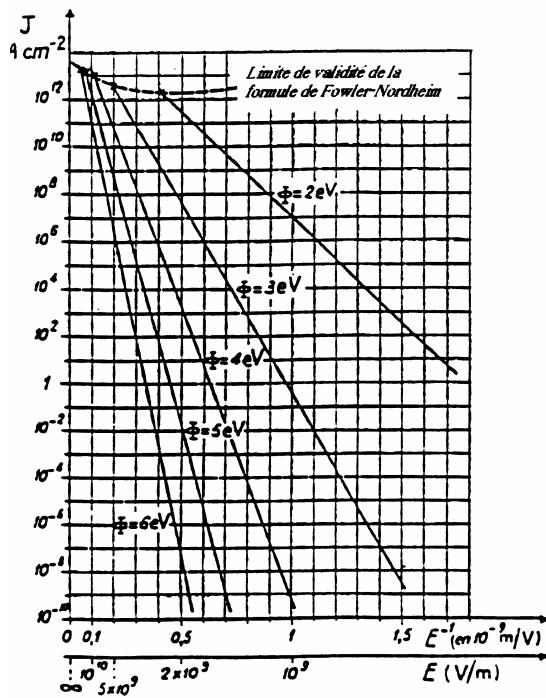


Figure II-2-3 - Densité d'émission de champ en fonction de ϕ et E .

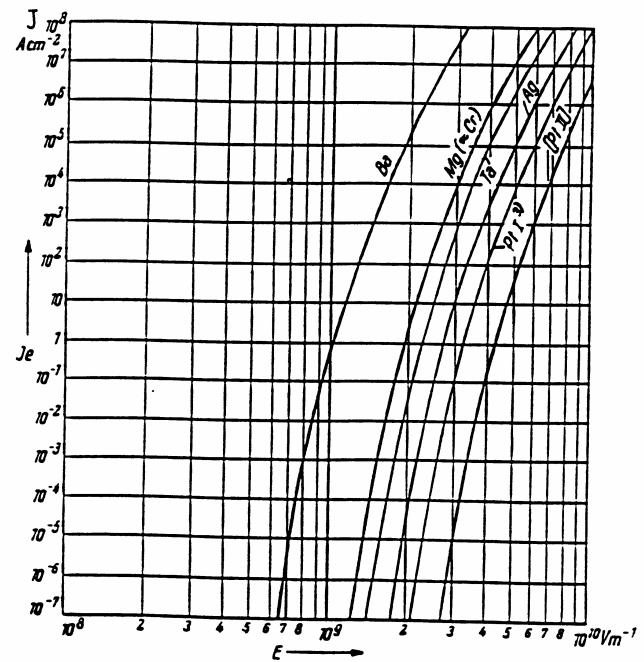


Figure II-2-4 - Densité d'émission de champs de différents métaux.

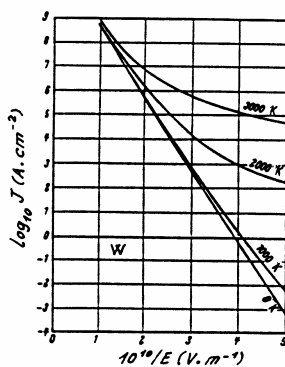


Figure II-2-5 - Action de la température sur l'émission de champ.

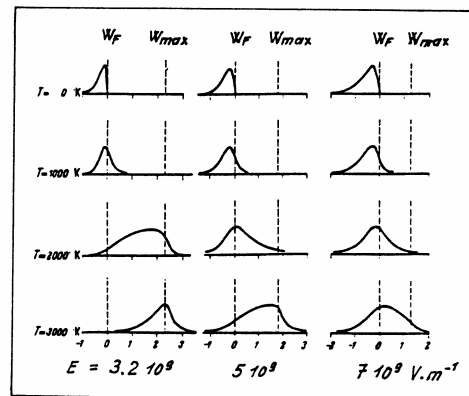


Figure II-2-6 - Variation de la distribution avec T et E dans l'émission de champ.

Si l'on considère que seuls les électrons proches du niveau de Fermi peuvent quitter le métal, on peut approximer $D(W)$ et calculer la densité d'émission électronique froide dite de Fowler-Nordheim :

$$J = \frac{e^3 E^2}{8\pi h \phi^2(y)} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}\phi^{3/2}}{3heE} v(y) \right]$$

$$t(y) = v(y) - \frac{2}{3} y \frac{dv(y)}{dy}$$

Les fonctions $t(y)$ et $v(y)$ sont tabulées **tableau II-2-2**.

Pour $E < 10^8 \text{ V.m}^{-1}$, en unités pratiques on obtient :

$$J_{[\text{A.cm}^{-2}]} \approx 1.5 \cdot 10^{-10} \frac{E^2 [\text{V.m}^{-1}]}{\phi [\text{eV}]} \exp \left[-6.83 \cdot 10^9 \frac{\phi^{3/2}}{E} v(y) \right]$$

exprimée sur les **figures II-2-3 et 4**.

Dans la réalité, les champs élevés nécessaires à ce type d'émission sont produits par des défauts de surface très localisés qui conduisent à des densités supérieures à celles prévisibles, ce qui amène certains auteurs à remplacer E par βE , β étant alors appelé facteur de renforcement local du champ. Le développement des microscopes électroniques holographiques de très haute résolution a conduit à produire des cathodes à pointe monoatomique ! [Vu Thien Binh, *Journal of Microscopy* 151 (1988)355]

Nous avons traité l'émission froide ; en fait, la température supérieure à 0 K ajoute une composante d'émission, la "thermoémission de champ" qui a fait l'objet de nombreuses études théoriques (voir la documentation) et que nous ne développerons pas en détail. Notons sur les **figures II-2-5 et 6** :

- a) que la contribution est significative en dessous de 10^{10} V.m^{-1} (la majorité des cas!) ;
- b) que la distribution en énergie des électrons amène à une dispersion $\approx 2 \div 3 \text{ eV}$ à haute température.

Un cas pratiquement intéressant de la thermoémission de champ est l'effet Schottky à valeurs basses de E . La contribution d'émission de champ est négligeable devant l'émission thermoélectronique, mais l'abaissement $\Delta\phi$ de la barrière amène à une densité J conforme à :

$$J = AT^2 \exp \left[-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT} \right]$$

ou encore, en unités SI :

$$= J_s \exp \left[0.44 \frac{\sqrt{E}}{T} \right]$$

Par exemple, à 1000 K pour $E = 5 \cdot 10^6 \text{ V.m}^{-1}$ (canon classique), le gain dû à l'effet Schottky est de 2.7 sur la densité de saturation.

D'autres émissions composites sont à signaler dans ce paragraphe. L'émission d'électrons "chauds" est obtenue à partir de surfaces isolantes ou semi-conductrices telles que Mg, Al_2O_3 , BeO, GeO césié et les cristaux de silicium qui fournissent une émission à température ambiante avec une excitation qui peut être un faible champ ou un bombardement électronique et qui développe un champ électrique interne apte à extraire des électrons. L'effet Malter est une émission secondaire de champ qui intervient sur une couche mince isolante déposée sur un substrat conducteur (exemple : $2\mu \text{ Al}_2\text{O}_3$ sur Al). Un champ interne $> 10^6 \text{ V.m}^{-1}$ se développe lorsqu'une telle couche est bombardée par des électrons, ce qui donne des coefficients d'émission secondaire $> 10^3$. En dépit des propriétés de ce type d'émission ($J > 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$, ΔW pouvant descendre sous 0.25eV), les dispositifs pratiques sont encore d'un emploi anecdotique. Par contre, l'émission de films ultraminces de quelques nanomètres de semi-conducteurs à large bande interdite comme TiO_2 déposé sur un métal est en plein développement pour les écrans plats [Applied Phys.Letters 78,(2001)2999].

Terminons ce paragraphe en signalant que les canons utilisant l'émission de champ seule sont peu nombreux, on en rencontre principalement dans les applications requérant de hautes qualités optiques du faisceau. La technologie afférente à ce processus est en plein développement, le problème principal étant de fabriquer des cathodes à surface tourmentée. Celles-ci présentent une ou plusieurs pointes pour accroître le champ local (**Figure II-2-7** où ces pointes en TaSi_2 permettent d'atteindre $\beta \approx 2000$). Elles sont obtenues par gravure, électrolyse, électroérosion, diffusion, microbillage... généralement à partir d'un substrat en silicium. Récemment ont été développés des réseaux multipointes (**Figure II-2-8**) solides ou liquides qui pourraient concurrencer les émetteurs thermoélectroniques traditionnels, dans l'élaboration des écrans TV ultraplats, par exemple. On évoque de plus en plus l'utilisation de nanotubes de carbone.

II-3 LA PHOTOEMISSION

Elle intervient lorsque la surface solide est irradiée par une radiation électromagnétique de fréquence ν telle que $h\nu \geq \phi$. Si ν_0 correspond à ϕ , la fréquence est dite de seuil. L'électron sort avec une énergie cinétique maximale W telle que :

$$W = h\nu - \phi \quad (\text{Relation d'Einstein}).$$

Le processus peut se décomposer en trois étapes :

- absorption des photons et excitation des électrons. Phénomène qui intervient sur une couche dont l'épaisseur est de l'ordre de la longueur d'atténuation optique (quelques couches atomiques), avec une décroissance exponentielle avec la profondeur.
- Diffusion des électrons vers la surface avec perte d'énergie par collisions inélastiques. Là aussi, décroissance exponentielle de la probabilité d'atteindre la surface avec la profondeur de création (loi de Lenard).
- Franchissement de la barrière de potentiel. Le rendement quantique η est le rapport entre le nombre d'électrons émis au nombre de photons incidents.

Fowler et Du Bridge ont obtenu une expression analytique du rendement quantique près du seuil :

$$f(x) \begin{cases} \eta = C(\nu) T^2 f(x) \quad \text{avec} \quad x = \frac{h\nu - \phi}{kT} \\ \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{e^{-nx}}{n^2} \quad \text{pour } x \leq 0 \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{e^{-nx}}{n^2} \quad \text{pour } x \geq 0 \end{cases}$$

$C(\nu)$ est une constante dépendant de la radiation et du matériau. La **figure II-3-1** montre l'universalité de la fonction de Fowler $f(x)$ pour le palladium. La variation spectrale du rendement quantique est illustrée sur les exemples des **figures II-3-2a et b** et du **tableau II-3-3** ; il est en général ≤ 0.1 . La photoémission des semi-conducteurs fait intervenir la somme de l'affinité électronique et de la largeur de la bande interdite au lieu de ϕ . La couverture des photocathodes semi-conductrices par des matériaux à faible affinité électronique (césiation par exemple) a permis l'obtention de rendements quantiques proches de 1 (**Figure II-3-4**). Ce type de photocathode nécessite un travail en ultraviole lointain pour éviter toute contamination ($P < 10^{-7}$ Pa).

La distribution en énergie devrait être la copie de celle de FDS sans l'interaction des photoélectrons avec les électrons et les ions du réseau. Les courbes exemples de la **figure II-3-5** donnent quelques distributions expérimentales. La dispersion en énergie croît avec l'éloignement du seuil et peut être inférieure à l'électron-volt.

La photoémission a des applications majeures en imagerie (caméra TV, convertisseurs d'image...), l'avènement des lasers a multiplié ces applications, en particulier dans le domaine des faisceaux d'électrons brefs récurrents (accélérateurs) ou polarisés (éclairage en lumière polarisée circulairement de réseaux AsGa+X, voir **chapitre X**).

La photoémission de champ est une émission binaire qui permet l'augmentation du rendement quantique par abaissement de la barrière de potentiel. Elle se traite en modifiant l'analyse de la troisième étape du processus défini précédemment. Elle trouve une application majeure dans les accélérateurs d'électrons à faible cycle-utile. Aux cathodes césiées de type AsGa, de faible durée de vie (≈ 200 h) et très délicates de mise en oeuvre ont été d'abord substituées des photocathodes à micropointes (**Figure II-3-6**) obtenues par des techniques de microlithographie sur des semi-conducteurs du type Pd(Si). A présent sont utilisées des photocathodes alcalines (Cs_3Sb , CsK_2Sb , Cs_2Te) à η élevé travaillant avec des lumières à 0.5μ ou dans l'ultraviolet et requérant un ultraviole lointain ou des cathodes classiques (Cu, Y, Mg, LaB_6 , WCaOBaO ...) à η faible, à longue durée de vie, moins susceptibles mais travaillant dans l'ultraviolet. Les lasers utilisés sont de type Nd : YAG ou YLF ou Ti : saphir à multiplicateurs de fréquence et multiplexés pour obtenir, par exemple, des trains d'impulsions de ≈ 10 ps à 30GHz avec dilution-amplification-compression (chirped pulsed amplification).

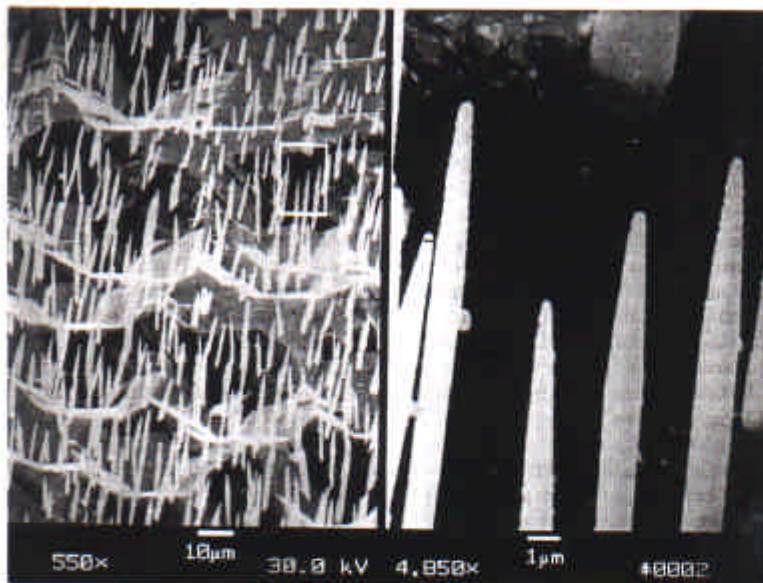
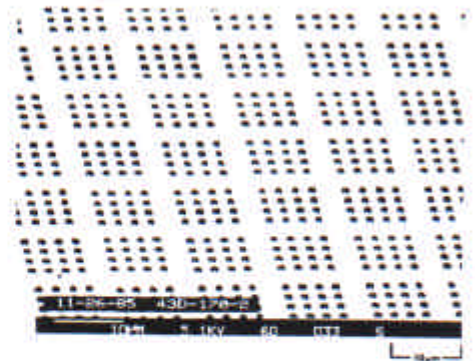


Figure II-2-7



Quantum efficiency of different cathodes [%]						
λ_L [nm]:	193	213	266	308	355	ref.
Metallic cathodes						
Al		8.4×10^{-2}	3.2×10^{-3}		3.4×10^{-5}	[38]
Ag ^a			2.0×10^{-3}			[40]
Au		4.0×10^{-2}	1.3×10^{-3}			[38]
Au ^a			4.7×10^{-3}			[40]
Cu	2.0×10^{-2}	1.5×10^{-2}	2.2×10^{-4}	1.6×10^{-5}	8.0×10^{-7}	[38]
Cu ^b	0.15	4.2×10^{-2}				[38]
Cu ^a			1.4×10^{-2}			[40]
Mg ^a			6.2×10^{-2}			[40]
Ni ^a			2.5×10^{-3}			[40]
Pd ^a			1.2×10^{-3}			[40]
St. steel		9.0×10^{-3}	1.6×10^{-4}			[38]
Sm				1.6×10^{-4}		[38]
Sm ^a			7.2×10^{-2}			[40]
Ta ^a			1.0×10^{-3}			[40]
Tb ^a			2.3×10^{-2}			[40]
Y			2.7×10^{-4}	1.1×10^{-4}		[38]
Y ^b			1.8×10^{-2}			[38]
Y ^a			5.0×10^{-2}			[40]
WK ^{-b}				1.2×10^{-3}		[38]
WBaO			3.5×10^{-2}	1.4×10^{-2}	2.3×10^{-3}	[39]
Zn ^a			1.4×10^{-3}			[40]
Zr ^a			1.0×10^{-3}			[40]
λ_L [nm]:	193	213	266	355	532	ref.
Alkali cathodes						
Cs ₃ Sb		3.5	2	1.8	0.38	[38]
CsK ₂ Sb					6	[11]
K ₃ Sb		1.4	1.6	0.76	2.3×10^{-2}	[38]
Na ₃ KSb		7.7	6.1	3.5	2.0×10^{-2}	[38]
CsI	9.6	6.8	0.71	1.9×10^{-4}		[38]
CsI + Ge		0.73	0.13	2.0×10^{-2}		[38]
Cs ₂ Te		6.0	5.7	2.0×10^{-2}		[38]

^a After laser activation at 2–5 mJ/cm² during 5–10 min.

^b Ionised controlled etching (ICE) cleaning process under vacuum.

Tableau II-3-3

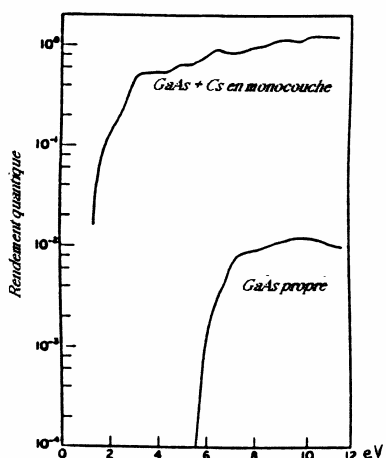


Figure II-3-4 - Rendement quantique de GaAs.

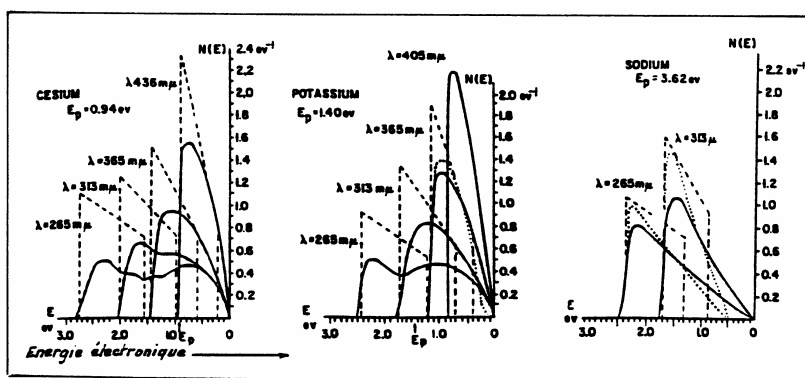


Figure II-3-5 - Distribution en énergie des photoélectrons émis par des couches minces.

II-4 L'EMISSION SECONDAIRE

C'est l'émission d'électrons par une surface (solide ou liquide) soumise à un bombardement particulaire (atomes, ions, électrons...). Nous traiterons plus extensivement l'émission d'électrons due à des électrons primaires incidents parmi toutes les réponses possibles (**Figure II-4-1**). [E.H. Darlington, *J. Phys. D* 8 (195) 85 et 5 (1972) 1969]. On pourrait penser que l'on ne peut pas construire une source d'électrons à partir de cette émission, depuis peu des tubes de puissance de type magnétron utilisent des cathodes à émission secondaire [PAC99].

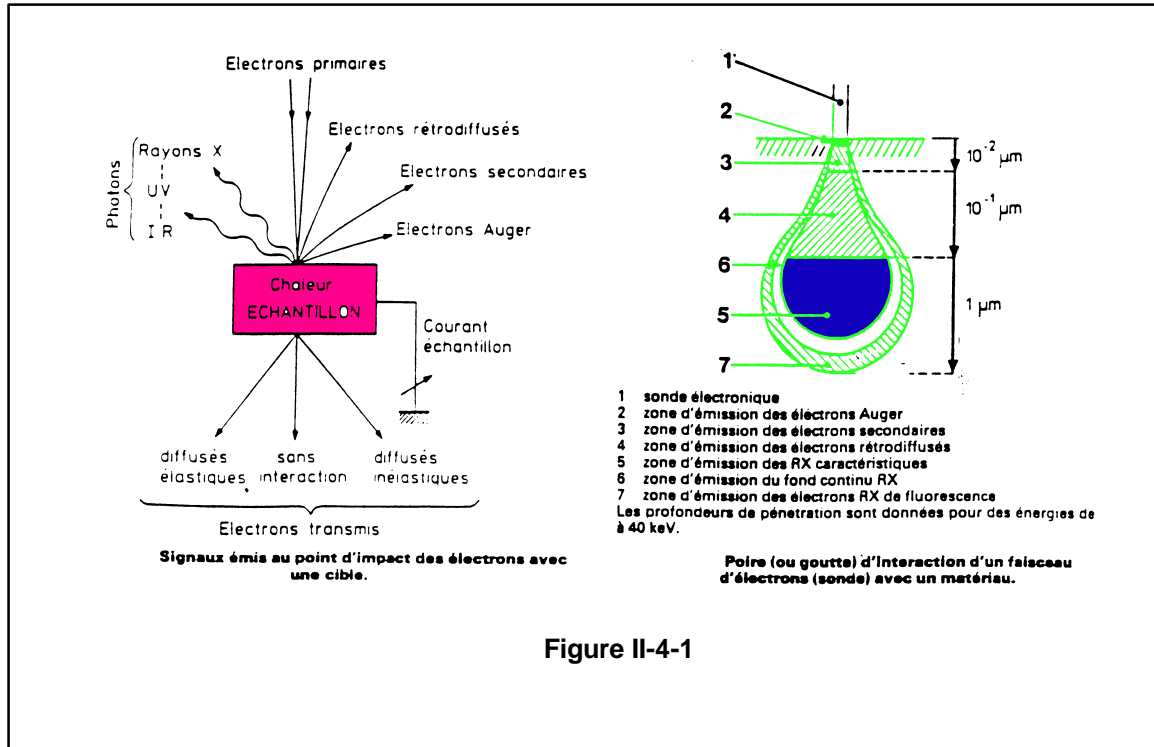


Figure II-4-1

Le processus se décompose également en trois étapes rigoureusement semblables à celles décrites dans la photoémission. Dans la première étape, on considère que le taux de production d'électrons secondaires $N(x, W_p)$ à une profondeur x est :

$$N(x, W_p) \propto C \frac{\rho}{W_{(x)}}$$

C étant une constante, ρ la masse volumique du corps bombardé et W_p l'énergie primaire. En appelant δ le taux d'émission secondaire totale :

$$\delta = \frac{N_{el.s.}}{N_{el.p.}}$$

On constate expérimentalement que $\delta = f(V_p)$ (V_p étant la tension correspondant à W_p) est une courbe présentant un maximum δ_{max} à $V_{p,\delta_{max}}$ (**Figure II-4-2**). Les **tableaux II-4-3 et 4** donnent ces valeurs caractéristiques pour quelques corps. Notons que δ varie généralement de 0.1 à quelques dizaines. L'extension de la théorie précédente permet d'obtenir une loi universelle de la forme :

$$\frac{\delta}{\delta_{max}} = \frac{1}{F(0.92)} F\left(0.92 \frac{V_p}{V_{p,\delta_{max}}}\right)$$

avec

$$F(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(y^2) dy$$

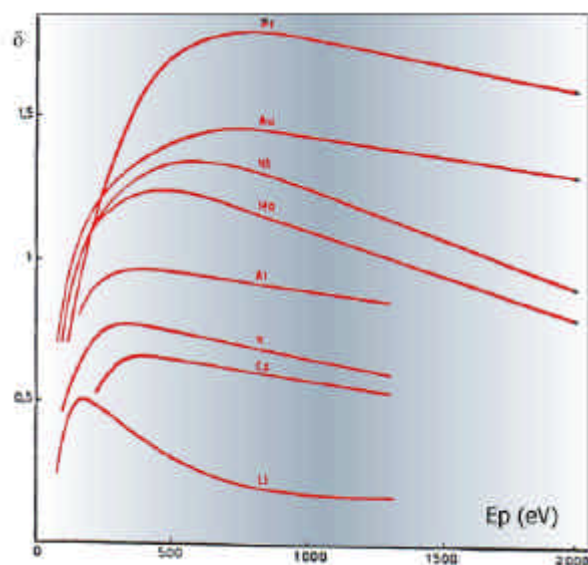


Figure II-4-2

Élément	δ_{\max}	$V_p \delta_{\max}$ V	$V_p \delta_{-1}$ V
Ag	1.47	800	~4000
Al	0.97	300	—
Au	1.47	700	~3500
B	1.20	150	400
Ba	0.90	400	—
Be	0.8 – 0.9	200	—
Bi	1.20	500	1800
C Glatt	1.02	300	350
C Rauh	0.45	480	—
Ca	—	—	—
Cd	1.10	450	700
Co	1.2	600	~1000
Cr	—	—	—
Cs	0.78 + 0.90	400	—
Cu	1.35	500	1900
Fe	1.32	400	1400
Ge	1.20	300	1100
Hg	1.05	600	800
K	0.69	200	—
Li	0.5	85	—
Mg	0.95	300	—
Mn	—	—	—
Mo	1.23	380	1300
Nb	1.18	375	1100
Ni	1.27	550	1800
Pb	1.08	500	800
Pd	1.3	—	250
Pt	1.78	700	~9000
Rb	0.85	350	—
Re	1.30	800	3700
Rh	—	—	—
Sb	—	—	—
Se (Kristallin)	1.5	380	~2500
Si	1.1	250	~350
Sn	1.35	500	2400
Sr	—	—	—
Ta	1.1 + 1.35	500	2400
Te	—	—	—
Th	1.10	800	~1000
Ti	0.85	280	—
T	—	—	—
W	1.43	700	~2000
Zn	—	—	—
Zr	1.1	300	~400

Tableau II-4-3

	δ_{\max}	$V_p \delta_{\max}$ V	$V_p \delta_{-1}$ V
Ag ₂ O	0.88	500	—
Al ₂ O ₃	2.6	250	4000
BaO	4.5 – 12	500 – 800	—
BeO	3.5	2000	—
CaO	5	600	~3000
Cu ₂ O	1.2	500	1100
MgO	4 – 9	600	—
MgO-Film auf Mg-Ag	12	600	—
MoO ₃	1.1	450	700
ZnO	~ 2	—	2300
Oxydkathoden	21 ÷ 3	1200	—
Ag + 5% Mg formiert (30 min bei 600°C und 10 ⁻³ Torr oxyd.)	9.5	600	—
Cu + 5% Mg formiert (35 min bei 580 °C und 10 ⁻³ Torr)	12.4	1000	—
Cu – 5% Mg nicht formiert	1.7	200	700
Cu + 5% Be formiert (40 min bei 670 °C und 10 ⁻³ Torr)	6 – 7	500 – 600	—
[Ag]–Ca ₂ O–Cs	8 – 10	600 – 800	~30000
[Ag]–Ca ₂ O. Ag. Cs–Cs (Dunkelblau. optimal)	7 – 11	600 – 1100	—
[Ag]–Rb ₂ O. Ag. Rb–Rb	6	700	—
[Ag]–K ₂ O. Ag. K–K	2.5	600	—
[W]–Ca ₂ O. W. Cs–Cs	1 – 4	200 – 600	—
[Mg]–Ca ₂ O. Mg. Cs–Cs	6 – 8	700 –	—
[Cu]–Ca ₂ O. Cu. Cs–Cs	12 – 14	500	—
[Ni]–Sb–Ca ₂ , Cs–Cs	8 – 12	500	—
Sb–Cs	9	500	~30000
BeO–Ni	12	750	—
CaCl–Cs	13	1700	—
KJ–Cs	13	1800	—
NaCl–Cs	23	1400	—
MgO-Film. kristallin. Kristalldurchmesser 10 + 50 nm *)	15 – 20	1000	~25000

Tableau II-4-4

bien vérifiée expérimentalement (**Figure II-4-5**).

L'examen de la distribution en énergie des électrons secondaires (exemple typique **figure II-4-6**) indique qu'il existe trois populations : les électrons secondaires vrais (taux s), les réfléchis (r) et les rétrodiffusés (η) :

$$\delta = s + r + \eta$$

La courbe de la **figure II-4-7** montre la fonction de distribution des électrons secondaires vrais (V_p de 50 ÷ 2000V) dans le cas du tantale, du tungstène, du molybdène, de l'argent, du zinc, du béryllium et du magnésium, qui présente un caractère universel.

La **figure II-4-8** représente $\delta = f(V_p)$ pour les très basses énergies et la **figure II-4-9** $\eta = f(\frac{V}{V_p})$ aux hautes

énergies en unités relatives. Les courbes de la **figure II-4-10** montrent $\eta = f(V_p)$ jusqu'à 1 MeV ; on conclut que le taux de rétrodiffusion η varie avec Z (**Figure II-4-11**) et peut atteindre 0.5, ce qui est très important dans le cas de la soudure par bombardement électronique par exemple. La variation de δ avec l'angle d'incidence est illustrée sur la **figure II-4-12** ; l'augmentation est liée à la perte d'énergie des primaires qui s'effectue d'autant plus près de la surface que l'incidence est rasante. La loi est de la forme :

$$\ln \frac{\delta_{(\theta)}}{\delta_{(0)}} = C(1 - \cos\theta)$$

La distribution azimutale des secondaires vrais suit la loi (de Lambert) :

$$\frac{s_{(\theta)}}{s_{(0)}} = C' \cos\theta$$

Elle est indépendante de l'angle d'incidence (**Figure II-4-13**, en forme mais pas en module!) . Les variations de η ou de r (même figure) sont beaucoup plus complexes, on admet qu'il y a plus ou moins une réflexion spéculaire. Au-delà de 10 keV, η obéit à la loi semi-empirique en fonction de l'incidence θ :

$$\eta(\theta) \approx 0.891 \left(\frac{\eta_{(0)}}{0.891} \right)^{\cos\theta}$$

Terminons par la courbe de la figure **II-4-14** qui semble indiquer que $\delta_{\max} \propto \phi$ alors que nous savons que $\delta_{\max} \propto \rho$.

L'émission secondaire peut se combiner à l'émission de champ (effet Malter, déjà évoqué) pour donner des taux d'émission $> 10^4$ dans des conditions instables et non reproductibles, le fait qu'il s'automaintient après arrêt de l'excitation pourrait avoir des applications très importantes. On diminue δ en rendant les surfaces poreuses ou rugueuses et rigoureusement propres (l'oxydation induit l'effet Malter). Le badigeonnage à l'aquadag (carbone en suspension) est communément utilisé. A noter que l'émission secondaire parasite les lectures de courants particuliers dans les cages de Faraday et, qu'à cet égard, la simple polarisation négative de l'électrode de garde ne constitue pas une garantie de précision de lecture, pas plus, d'ailleurs, que l'inclinaison de la surface collectrice!

L'émission secondaire potentielle sous bombardement d'ions multichargés est l'objet d'études récentes extensives (consulter *Sternglass, Phys. Rev. 108 (1957)1. Atomic collisions on solid surfaces, North Holland (1993) 491. H. Winter, RSI67 (1996) 1674* et [27]). Le taux d'émission global est noté γ . Les **figures II-4-15** expriment la variation de ce rendement en fonction de l'énergie incidente et de la charge q . La **figure II-4-16**, synthétique, montre que :

$$\gamma_q \approx 0.0183(W_q - 2\phi)$$

W_q étant la somme des potentiels d'ionisation de 1 à q et ϕ le travail de sortie du matériau bombardé.

Il existe une émission secondaire cinétique qui devient prépondérante pour $v > 10^5$ m/s moins bien caractérisée théoriquement (γ serait proportionnel à $\frac{dW}{dx}$, comme pour les cas du bombardement par électrons). A noter que les atomes neutres rapides produisent aussi de l'émission secondaire, source de claquages dans les bétons de protection des réacteurs.

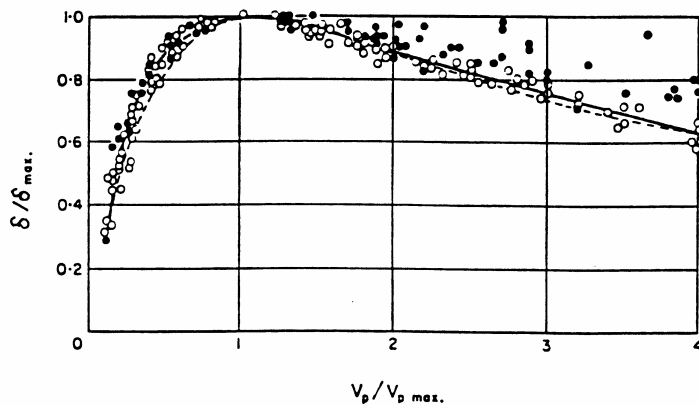


Figure II-4-5 - Courbe de normalisation de l'émission secondaire avec l'énergie incidente des électrons.

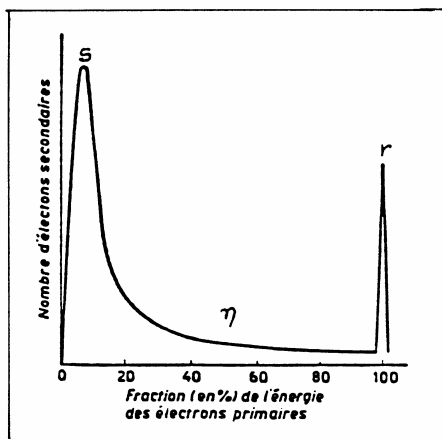


Figure II-4-6 - Distribution en énergie typique des électrons secondaires.

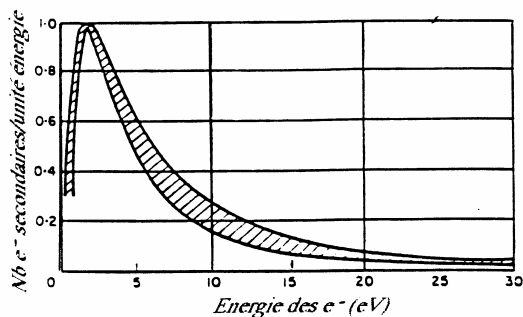


Figure II-4-7 - Normalisation de la distribution en énergie des vrais électrons secondaires.

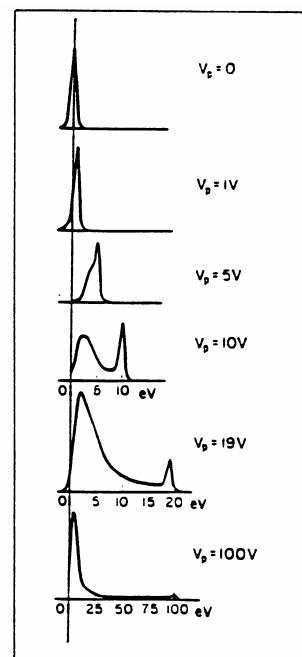


Figure II-4-8 - Distribution des électrons secondaires à basse énergie incidente.

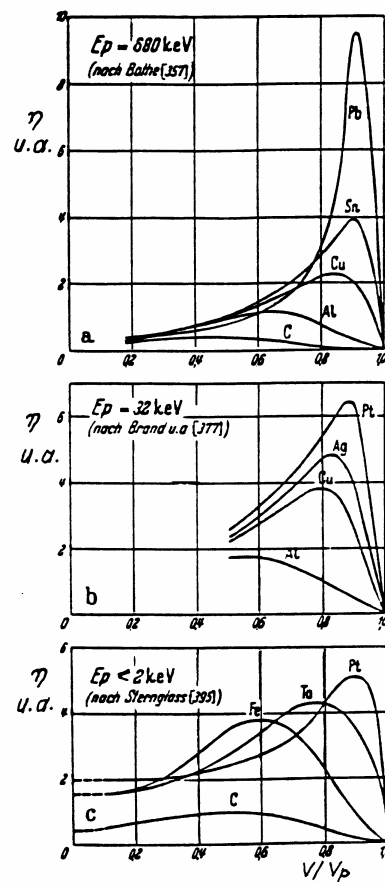


Figure II-4-9 - Distribution des e^- rétrodiffusés.

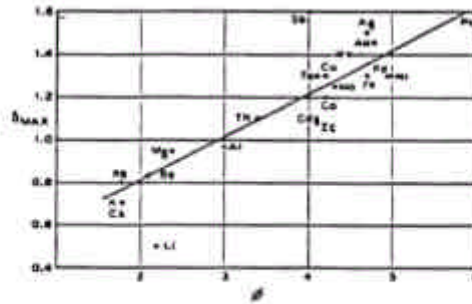


Figure II-4-14 - Variation du coefficient d'émission secondaire maximal avec ϕ .

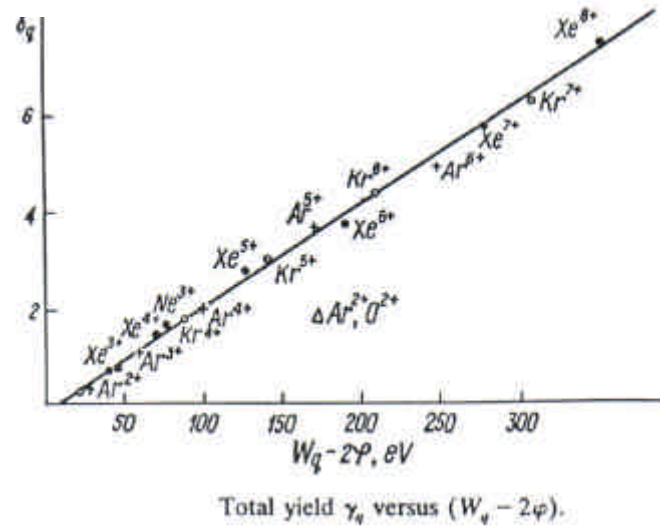
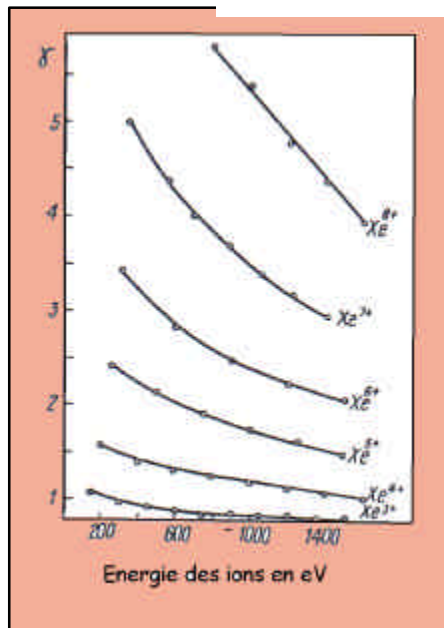
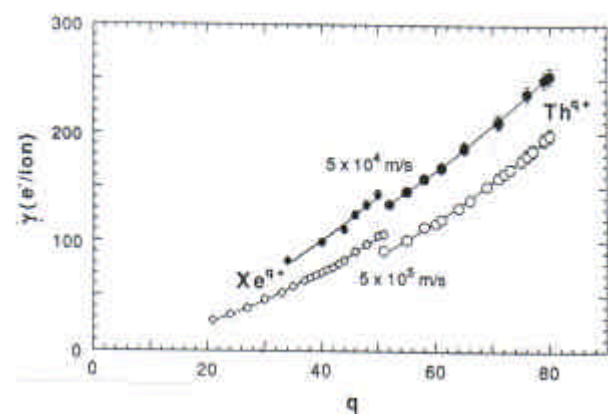
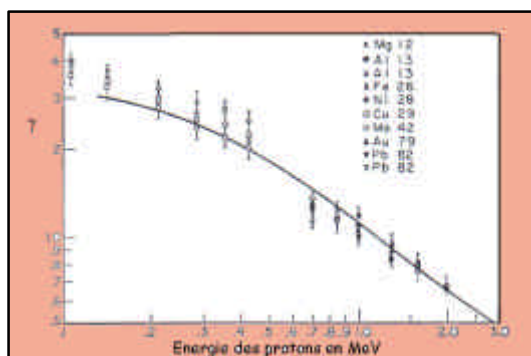


Figure II-4-16

Figures II-4-15



II-5 L'EMISSION FERROELECTRIQUE

Certains cristaux ou céramiques ont des constantes diélectriques très élevées qui varient énormément avec la température, les champs électriques et les tensions mécaniques, ce sont par exemple le sel de Seignette ((CHOH)₂-CO₂K-CO₂Na) et les titanates. Ils présentent une polarisation spontanée qui peut être inversée par l'application d'un champ électrique externe. La courbe de polarisation en fonction du champ est un cycle d'hystérésis, semblable à celui rencontré dans le ferromagnétisme d'où leur nom de substances ferro-électriques. La polarisation rémanente correspond à des champs électriques de quelques GV/m, elle produit des densités de charge superficielles $\approx 10^{14} / \text{cm}^2$. Ce phénomène est lié à la forme des molécules et à leur disposition en domaines dans le réseau cristallin du matériau. La séparation de charge résultant de la polarisation est écrantée ou compensée par des électrons internes ou externes en même quantité (**Figure II-5-1**). Le brusque changement de polarisation pouvant intervenir par application d'un champ électrique extérieur ou transition de part et d'autre du point de Curie électrique peut permettre l'éjection de ces électrons par charge d'espace avec des énergies cinétiques importantes (plusieurs keV). Ceci avant que ces électrons ne se déplacent du fait de la mauvaise conductibilité électrique de ces substances. Cette "émission ferroélectrique" diffère de toutes les autres par l'énergie des électrons émis sans champ accélérateur. Cette auto-émission a été découverte récemment et sa théorie est balbutiante ; néanmoins, l'ensemble de ses avantages est tel qu'elle connaît un développement important :

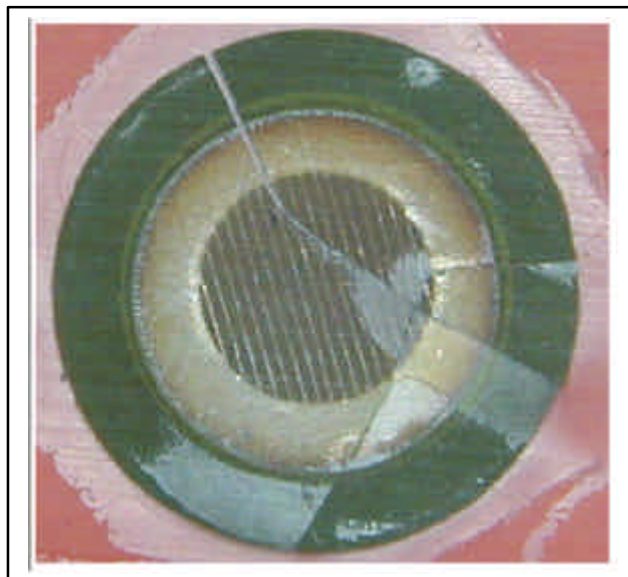
- énergie initiale amoindissant les effets de charge d'espace longitudinaux limitatifs des autres émissions ;
- émission froide sans contingence de vide, la pression pouvant atteindre 1mbar (100Pa) ;
- pas de contamination ;
- technologie de cathode rudimentaire avec des matériaux peu coûteux de durée de vie illimitée ;
- densités d'émission atteignant aujourd'hui 100 A.cm^{-2} pour des courants de plusieurs dizaines d'ampères.

La brillance est $\sim 10^{11} \text{ A.m}^{-2}.\text{rad}^{-2}$.

Les matériaux communément utilisés sont le sulfate de triglycine (TGS), les titanates de Pb+La+Zr (PZLT) ou de Pb+Zr (PZT) dans l'arrangement schématisé de la **figure II-5-2**. Sous forme d'un disque de quelques cm de diamètre et $\sim 1 \text{ mm}$ d'épaisseur, l'émetteur est recouvert de placages conducteurs pour l'application du champ électrique. Le placage de la face avant est une grille à forte transparence. Le disque est prépolarisé et une impulsion de quelques kV négatifs est appliquée sur la face arrière pour exciter l'émission. Elle est donc séquentielle mais les premières expériences ont montré que la fréquence d'inversion peut atteindre quelques MHz. L'émission peut être stimulée par laser sans que le mécanisme fasse intervenir la photoémission et l'impulsion émise peut durer moins d'une ns ce qui permet d'envisager une application aux accélérateurs du futur. Les applications dans d'autres domaines sont encore plus importantes notamment dans la neutralisation de charge d'espace des faisceaux intenses d'ions.

Une variante très récemment étudiée est l'émission pyro-électrique. Des cristaux très asymétriques comme LiTaO₃ ou LiNbO₃ dont la polarisation est inversée par variation de température sur une des faces cristalline, émettent des électrons et des rayons X jusqu'à 680keV [S.M. Shafroth et al. NIM A 422 (1999) 1].

Beaucoup de spécialistes sont dubitatifs quant à de possibles applications des émissions électroniques de cristaux, mais elles sont en plein essor.



II-6 L'EMISSION HORS D'UN PLASMA

Nous avons évoqué, jusqu'à présent, des processus de libération des électrons des cortèges des atomes d'un solide excité, processus régis principalement par le travail de sortie. L'utilisation de faisceaux d'électrons dans des milieux fortement contaminants ou érodants a stimulé les études d'émission à partir du milieu immatériel qu'est un plasma.

On utilise une source d'ions à décharge froide sans induction dont le plasma a une faible température électronique ($T_e < 5\text{eV}$) pour avoir de bonnes propriétés optiques, les électrons sont extraits de la décharge. En règle générale:

$$I_e \approx (0.1 \div 1) I_d$$

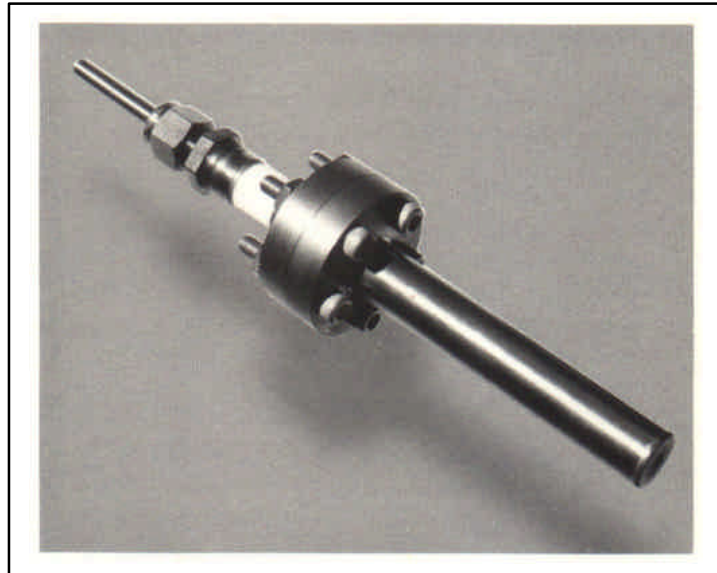
I_e et I_d respectivement courants électronique et de décharge.

$$J_e \propto C n_0 \sqrt{kT_e / m}$$

n_0 étant la densité volumique ionique, C une constante liée à la géométrie de la source d'ions. En utilisant une source de type duoplasmatron, on peut obtenir :

$$J_e \approx 500\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Dans les lasers, on utilise des cathodes creuses du type de la **figure II-6-1**. D'autres cathodes à décharge froide sont représentées sur la **figure II-6-2**. A partir d'elles, on construit différents types de canons (Cf plus loin) qui, du fait de la pression de décharge ($> 1\text{mbar}$), sont limités en tension d'accélération ($< 20\text{kV}$). L'utilisation de pompes différentielles est développée pour permettre d'atteindre des puissances électroniques $> 200\text{kW}$.



L'immense avantage de ces cathodes concerne la durée de vie ; une cathode métallique délivrant un courant de 1A travaillant à 10^{-5}mbar ne dure que quelques heures, une cathode à plasma dure plus de 500 heures. Leur utilisation comme neutraliseurs de charge dans les propulseurs ioniques leur a fait connaître, ces derniers temps, un développement considérable qui s'exacerbe avec les nouvelles applications des plasmas à l'aéronautique (radars agiles, propulsion MHD, furtivité,...).

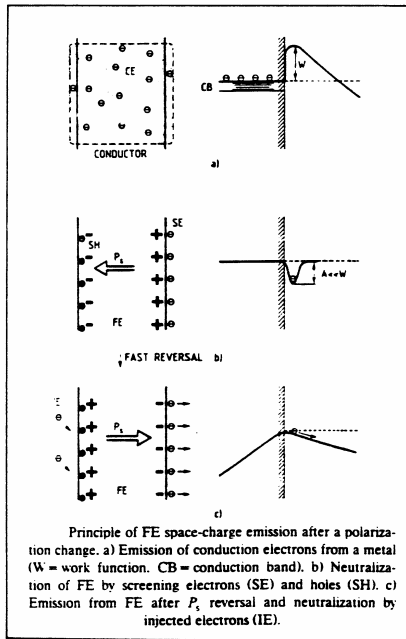


Figure II-5-1

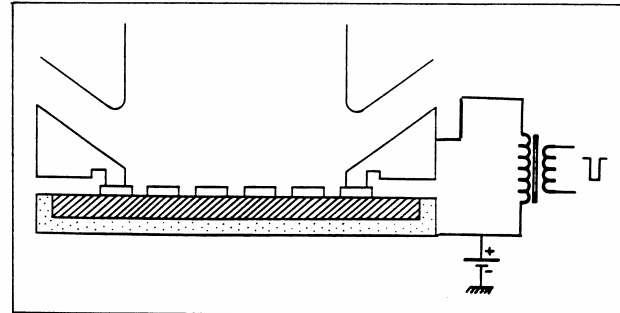


Figure II-5-2

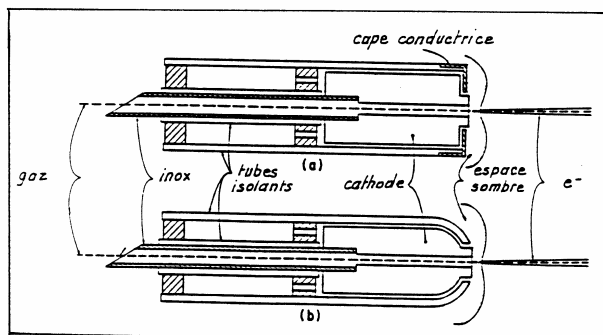


Figure II-6-1 - Cathodes creuses pour lasers.

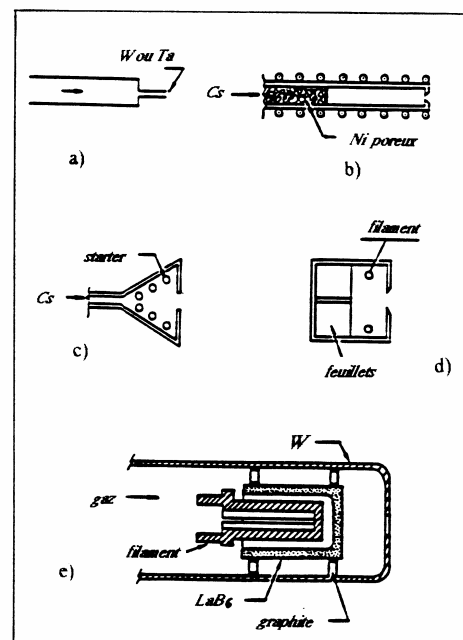


Figure II-6-2 - Exemples de cathodes creuses.

III - LES CANONS A ELECTRONS, LEUR TECHNOLOGIE ET LEURS APPLICATIONS

C'est le nom commun de la source d'électrons en général. Avant d'entamer ce chapitre, il est nécessaire d'anticiper sur celui relatif à la formation et au transport des particules pour introduire une grandeur fondamentale caractérisant l'intensité que produit une source ou qu'accepte une géométrie : la pervéance. L'initiation d'un faisceau à la sortie d'une source requiert la présence d'une électrode accélératrice appelée anode pour un canon à électrons et extracteur pour une source d'ions. Les particules extraites, homochargées, ont tendance à se repousser : c'est la charge d'espace, résultat de la loi de Coulomb. Ces forces de répulsion limitent l'intensité I que peut délivrer une source, pour une tension d'accélération V donnée. On montrera, dans le **paragraphe XII-2**, que :

$$I = \mu V^{3/2}$$

Le coefficient μ , appelé pervéance de la source, est fonction de la géométrie et de Z_1/A , l'exposant $3/2$ de V en étant complètement indépendant. Il existe de nombreuses variétés de canons à électrons et on peut les classer suivant leur symétrie (axiale, rectangulaire...), leur type d'émission, à haute intensité, à forte brillance, à faible La **figure III-1** est un diagramme de classement des canons à partir de deux caractéristiques fondamentales : la densité en sortie d'anode du cercle de moindre confusion ("waist" ou "cross-over" qui est en fait le point focal de l'espace d'accélération) et la pervéance μ . Nous nous limiterons à la description de canons ayant un élément de symétrie, en les séparant en deux catégories artificielles, perpétuation d'une tradition. Dans les canons à haute intensité, c'est l'énergie transportée par le faisceau qui est le paramètre important, alors que dans les canons à haute brillance, les propriétés optiques priment.

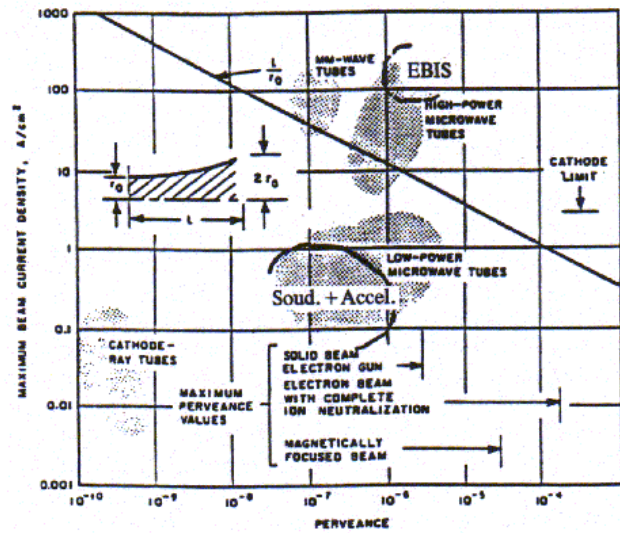


Figure III-1

III-1 LES CANONS A HAUTE INTENSITE

Historiquement ce sont les canons à émetteur thermoélectronique qui ont été les mieux adaptés à remplir cette fonction de par un possible abord analytique. Les autres types, de conception récente, mettent en jeu des phénomènes complexes qui rendent problématique une approche analytique précise de leurs performances. Dans les deux cas, la charge d'espace ne peut être négligée ($\mu \gg 10^{-9}$).

--- A --- Les premiers sont principalement utilisés dans les tubes à hyperfréquences, les accélérateurs et la métallurgie. Outre l'arrangement permettant d'initier un faisceau à bords parallèles (**Figures III-1-1a et b**, voir chapitre XII) Pierce a fait l'étude des canons sphériques, c'est-à-dire utilisant des électrodes taillées dans des portions de sphère (**Figure III-1-2**) et dont l'émission n'est pas limitée par la température. A partir des travaux de Langmuir-Blodgett, il est possible de prévoir les caractéristiques principales de ce type de canon à partir de considérations analytiques. Par exemple, on a :

$$\mu = \frac{16\pi\epsilon_0}{9} \frac{(2\eta)^{1/2}}{\alpha^2} \frac{(1-\cos\theta)}{2} = \frac{14.6710^{-6} \sin^2\theta/2}{\alpha^2}$$

α étant une fonction de $\gamma = \ln \frac{r_a}{r_c}$ s'écrivant :

$$\alpha = \gamma - 0.3\gamma^2 + 0.075\gamma^3 - 0.001432\gamma^4 + \dots$$

On tire les graphes de mise au point au 1^{er} ordre de la **figure III-1-3** où la zone ombrée correspond à un dessin de canon problématique du fait de la trop grande convergence du faisceau. R_c se déduit de V par μ et la densité

émise par la cathode. Une approche plus empirique peut se faire à partir du graphe, déduit d'expériences, de la **figure III-14**. En appelant P_μ la micropervéance :

$$P_\mu = 10^6 \mu$$

On constate que :

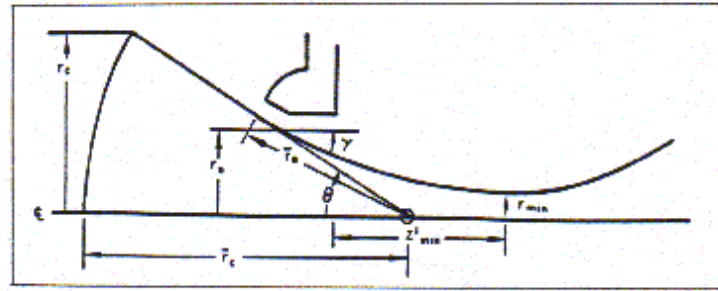
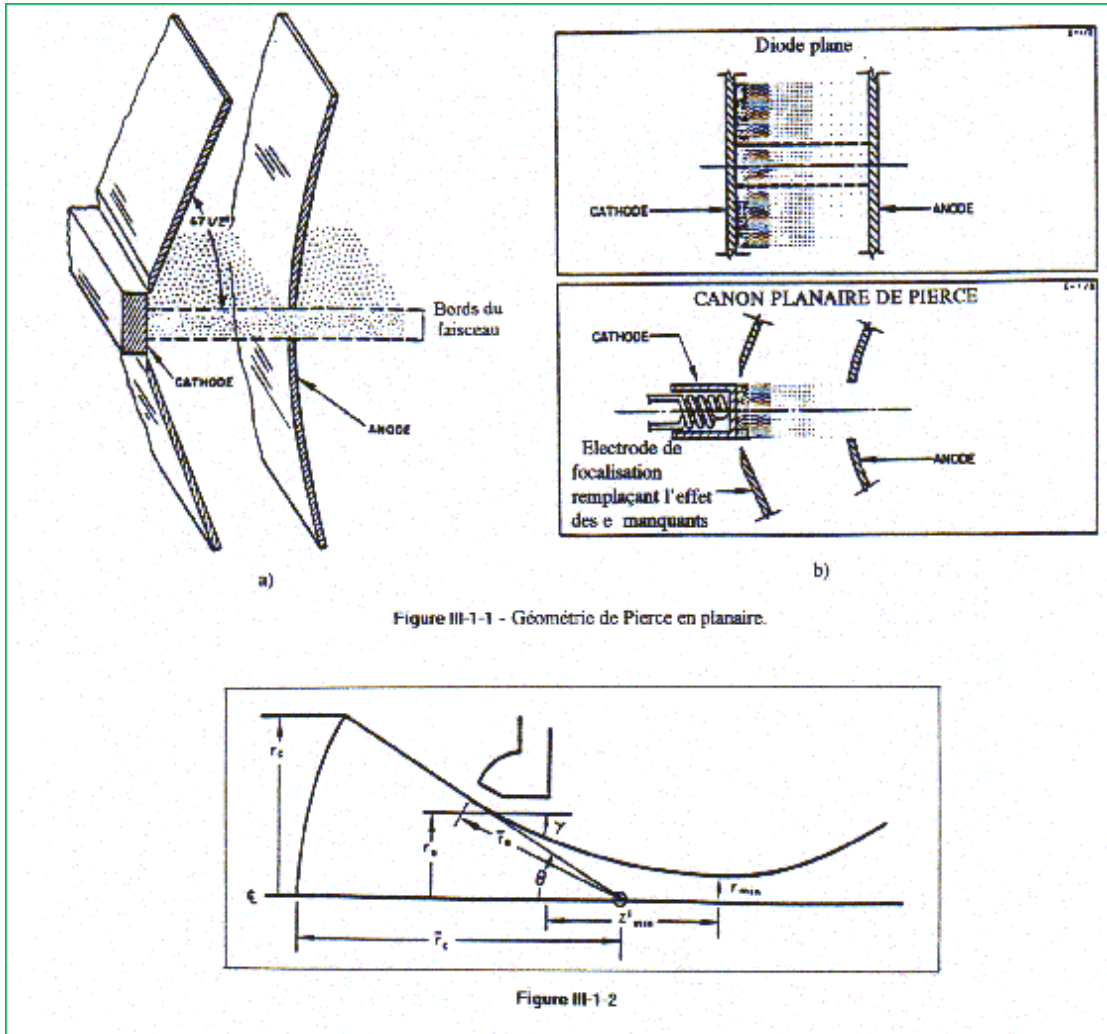
$$\theta \approx 12.9 \sqrt{P_\mu \frac{r_c}{r_{\min}}}$$

(En fait, r_{\min} est le rayon supposé englober 95% de l'intensité).

Des équations précédentes, on tire :

$$(-\alpha) = [14.67(1 - \cos \theta) / P_\mu]^{1/2}$$

$$\gamma = (-\alpha) - 0.275(-\alpha)^2 + 0.6(-\alpha)^3 - 0.006(-\alpha)^4$$



Le signe - est conventionnel (Cf. **chapitre XII**).

Si $R = \frac{r_a}{r_{\min}}$, en introduisant le paramètre ξ :

$$\xi = 11.0(R-1)^{1/2} + 1.32(R-1) + 0.615(R-1)^2 - 0.00167(R-1)^3$$

on déduit la position du cross-over $z_{(r_{\min})}$:

$$z_m = z_{(r_{\min})} = \bar{r}_c - \bar{r}_a \cos \theta + \frac{\xi r_{\min}}{\sqrt{P_\mu}}$$

Le canon est complètement déterminé par l'imposition de J , V , r_c et r_{min} . Les effets négligés sont la défocalisation due à l'ouverture anodique (**Figure III-1-5**), l'inhomogénéité inévitable de la densité en fonction de r à la cathode, la distorsion des équipotentielles pour les valeurs élevées de θ (**Figure III-1-6**) et l'effet thermique. On trouve dans la littérature de remarquables études pour quantifier ces effets et réduire considérablement la mise au point pratique d'un canon à haute intensité. Elles se sont vues remplacer par la simulation numérique qui a permis l'étude de variantes dont le comportement est impossible à prévoir par d'autres méthodes. Ces variantes sont montrées sur les **figures III-1-7a,b,c et d**. Elles permettent d'augmenter la pénétrance par accroissement de la surface émissive. La **figure III-1-7a** est l'exemple d'un canon à cathode non sphérique (toroïdale dans ce cas). La **figure III-1-7b** représente un canon à cathode annulaire transverse (canon magnétron) ; la **figure III-1-7c** est une variante à cathode inclinée de ce dernier, ce qui permet de diminuer la densité d'émission. La **figure III-1-7d** représente un canon magnétron semi-immersé permettant une focalisation du flot annulaire, de mise au point très délicate.

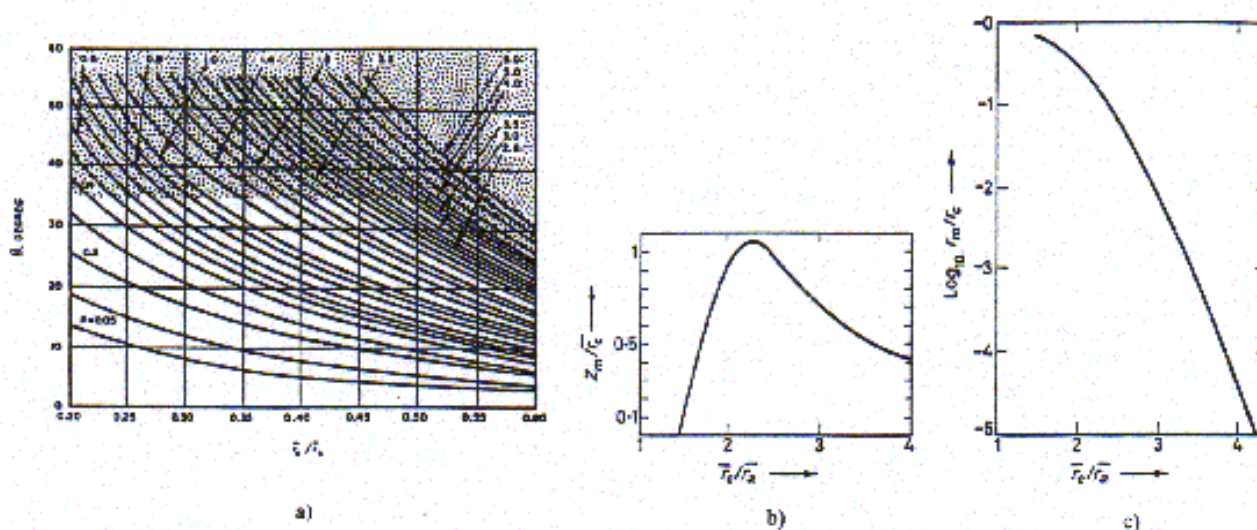


Figure III-1-3 - Graphes de mise au point d'un canon de Pierce.

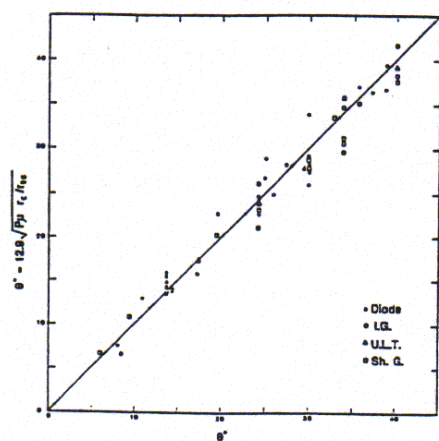


Figure III-1-4

Lorsque la décharge est close par une grille, on prend celle-ci comme frontière émissive pour le calcul. Certains codes permettent de déterminer la position de la lisière du plasma de façon self-consistante à partir des données de la décharge en cas d'absence de frontière physique. En métallurgie, le plasma de la décharge froide peut s'étendre jusqu'à la pièce à usiner (**Figures III-1-10a et b**).

--- **B** --- La seconde catégorie est celle des canons à cathode plasma (PCEG) Plasma-Cathode Electron Gun) employés dans la métallurgie, la stérilisation alimentaire, la neutralisation des faisceaux de propulseurs ou les lasers à gaz de forte puissance. Nous l'avons dit, la base est une décharge froide dont on extrait les électrons. Dans le cas où la pression de travail de cette décharge est incompatible avec l'application, on utilise un pompage différentiel (**Figure III-1-8**) ou l'on fait passer le faisceau électronique au travers d'une mince feuille métallique (**Figure III-1-9**).

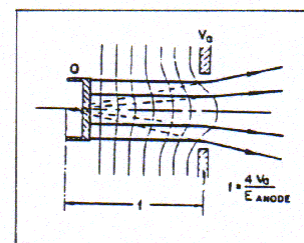


Figure III-1-5 - Effet de l'ouverture anodique.

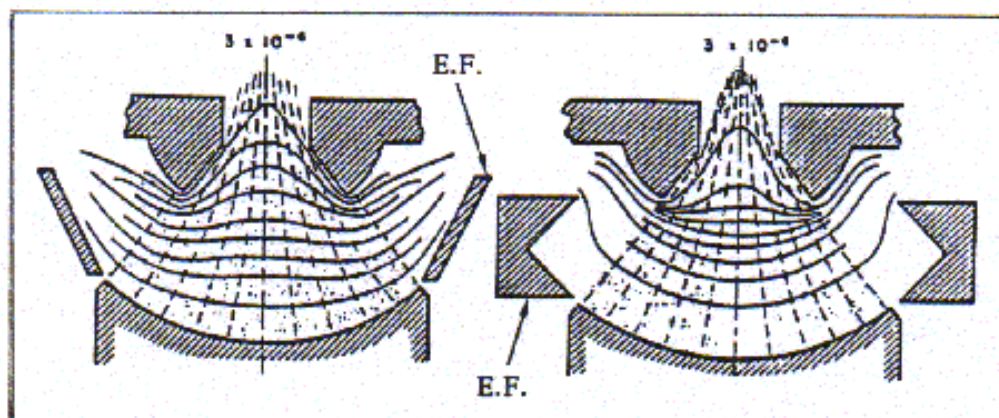
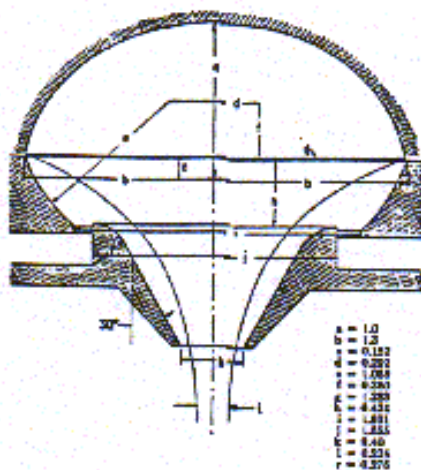
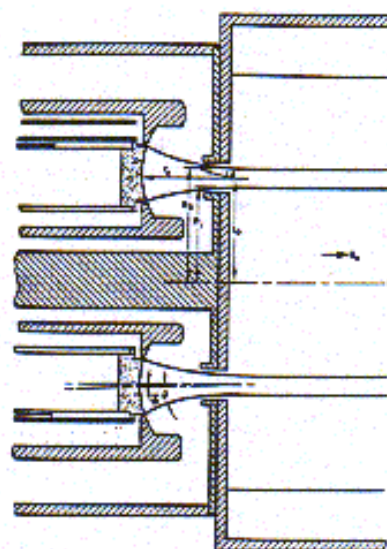


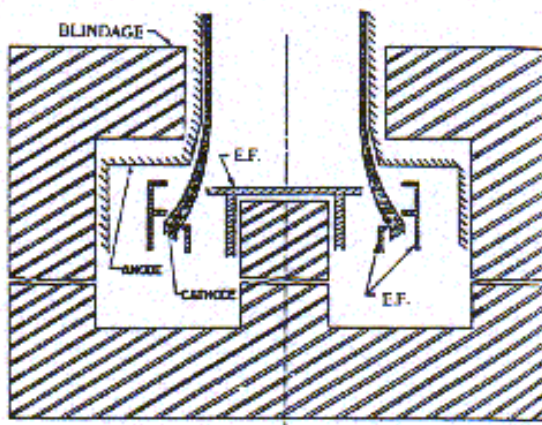
Figure III-1-6 - Effets de l'électrode de focalisation.



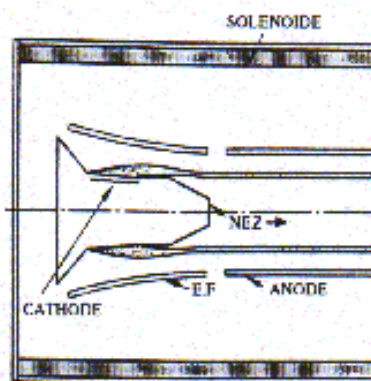
a) Canon de Heil.



b) Canon magnétron extérieur.



d) Canon magnétron semi-immergé.



c) Canon magnétron immergé.

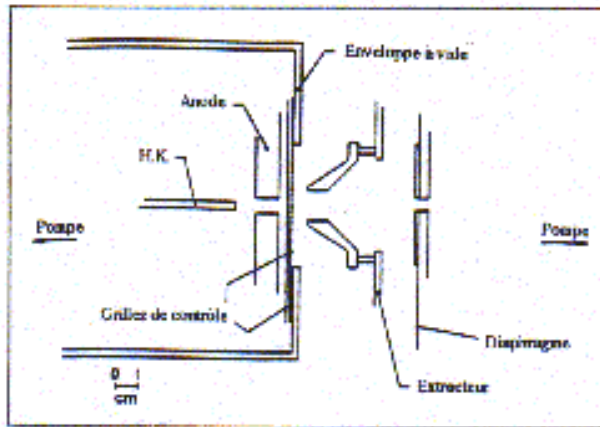


Figure III-1-8 - Canon à plasma à pompage différentiel

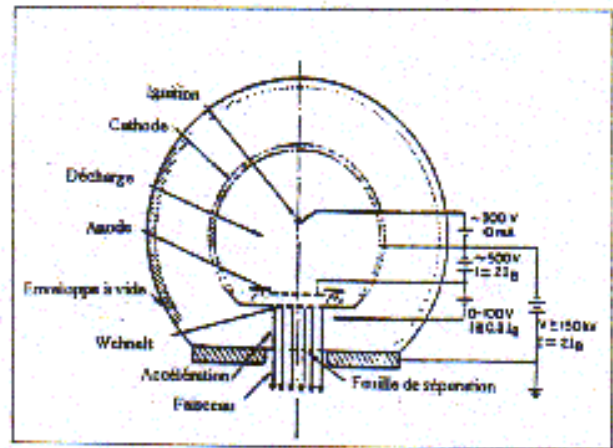


Figure III-1-9 - Canon à plasma à séparation de vide

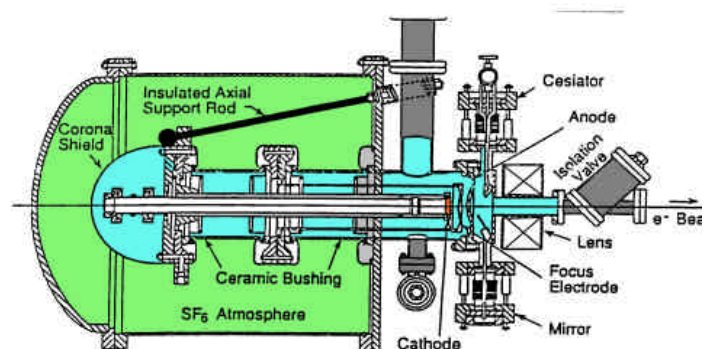
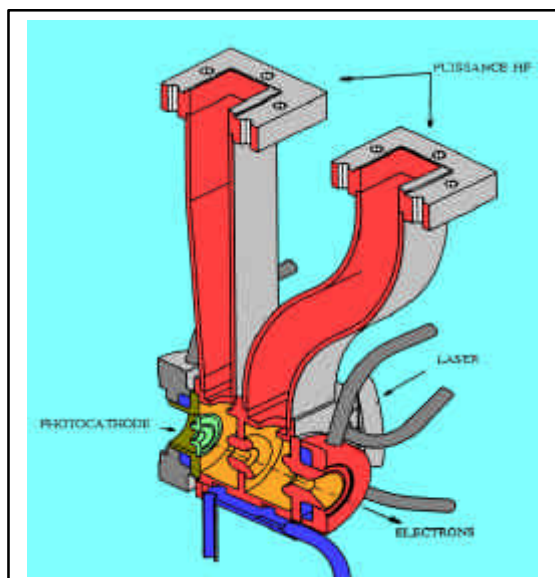
III-2 LES CANONS A FORTE BRILLANCE

Les premiers sont utilisés en imagerie (oscilloscope, écrans TV, microscope électronique), en microlithographie, en analyse de surface et en soudage principalement et travaillent avec des émetteurs de tous types. On les appelle aussi canons à faible ouverture. Ils n'ont pas fait l'objet d'approches théoriques poussées en ce qui concerne leur dessin mais il existe une abondante littérature donnant des abaques de dimensions de spot image en fonction du courant desquels on peut extraire les brillances le plus souvent exprimées en unités optiques. [H. Moss, *Adv. in Elect and Elect. Phys.* (1968) *Narrow angle electron guns*].

Les seconds sont les canons à émission de champ à forte brillance et intensité (canon HF).

On peut subdiviser l'ensemble de ces canons en deux sous-catégories : les canons modulés (triodes et HF) et les canons non modulés.

Les canons triodes sont conformes au schéma de la **figure III-2-1**. La cathode et l'anode sont planes, le wehnelt (électrode proche de la cathode) joue le rôle de la grille d'une triode pour moduler l'intensité. Un diaphragme placé derrière l'anode limite la dimension du faisceau transmis et élimine l'action de la modulation sur son ouverture. Les tensions d'accélération sont, typiquement, de quelques dizaines de kV, les courants inférieurs au μA , les spots image sont submillimétriques ($0.1 \div 1\text{mm}$) à 40 cm du canon pour des brillances $\approx 10^5 \text{ A.cm}^{-2}.\text{srd}^{-1}$. En soudage, les canons modulés sont des canons de Pierce dont l'électrode de focalisation est polarisée plus ou moins négativement pour inhiber l'émission du pourtour cathodique. La variation de position du cross-over résultante est corrigée par la variation de la distance focale de la lentille de focalisation afin d'avoir une image fixe. Ces canons travaillent à haute pression ($P > 10^{-5} \text{ mbar}$) à des tensions comprises entre 10 et 250kV, avec des courants entre 0.1 et 2 A. Les puissances de soudage atteignent 600kW avec des dimensions de spot, à 1m de la cathode, qui sont inférieures à 5 mm grâce à la surcompensation de la charge d'espace négative y compris dans l'espace cathode-anode. Les brillances atteignent $10^6 \text{ A.cm}^{-2}.\text{srd}^{-1}$.



Les canons HF [C. Travier, *Rapport LAL 90-13, NIM A340 (1994) 26, EPAC 94 (1994) 317*] sont pulsés dans la gamme $10^{-9} \div 10^{-12}$ s. Dans le domaine des accélérateurs et des lasers à électrons libres (FEL), on emploie des canons à émission binaire : émission de champ et photoémission ou thermoémission (lasertron, canon HF) et qui permettent d'obtenir des impulsions brèves récurrentes évitant des regroupements problématiques (Tableau III-2-2 et figure 3-2-3 où sont données les caractéristiques des principaux canons HF).

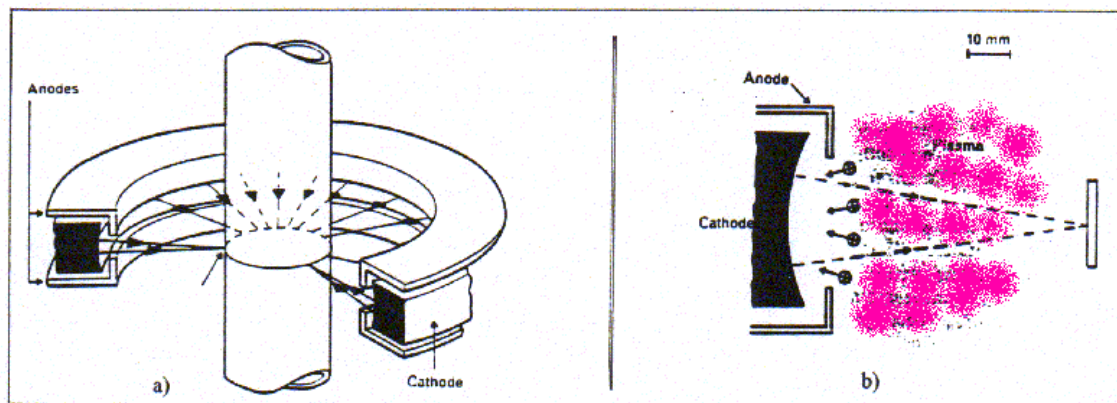


Figure III-1-10 - Canon à plasma pour raffinage.

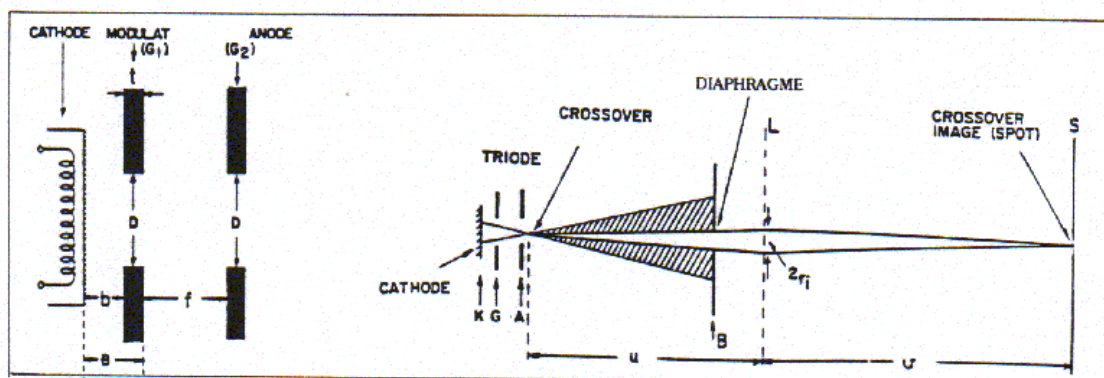


Figure III-2-1 - Schéma du canon triode.

Parameters of existing rf guns		Tableau III-2-2											
Last update:	Unit	CEA 5/93	BOEING 4/93	APEX 5/93	AFEL 5/93	ANL 3/93	TU 3/93	BNL 5/93	KEK 5/93	UCLA 5/93	CERN 5/93	LAL 5/93	MIT 5/93
Cavities characteristics and rf performances													
Number		1	4	6	11	1	6	2	1	2	2	2	2
Frequency	MHz	144	433	1300	1300	1300	1300	2856	2856	2856	2998	2998	17000
Shunt impedance	MΩ/m	33	34	53	53	55	50	57	63	58	59.7	63	140
Aperture radius	mm	10	20	12	12	24	12	10	10	10	10	5	1.8
Cathode type		CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	CsK ₂ Sb	Cu	CsK ₂ Sb	Cu	CsSb	Cu	CsI	WBaO	Cu
Field at cathode	MV/m	28	26	26	20	92	26	98	40	83	100	50	250
Peak power	MW	1	2.6	1.8	8.7	1.5	1.8	6.2	1.2	6	6	2.7	5
Macropulse	μs	200	8300	100	10	8	15	3.5	2	4	2.5	2	0.03
Repetition	Hz	1	30	1	10	30	10	6	5	10	10	12.5	10
Gun performances (experiment (E)/simulation (S))													
Kinetic energy	MeV	1.4	5	6	6	13	13	1.8	6	4.6	0.9	3.5	4.1
σ _{ΔE} (rms)	keV	27	40	12	12	44	44	150	12	18	10	3.3	8
Laser spot (rms)	mm	2.8	1.7	1.5	2.5	1.5	1.5	1	1	1	0.4	3	1.5
σ _r gun exit (rms)	mm					0.9	0.9	9	3	3	0.6	3	2
σ _b (rms)	ps	42	22	3	6	4.2	4.2	7	20	5	5	6.3	5
ε (rms)	μrad	25	9	3.3	13	2.1	6.5	300	6	4	10	52	8.5
Q	nC	2	5	1	5	1	3	100	7	2	3.2	0.5	12
I	A	19	91	135	330	95	285	5700	140	160	40	760	160
Brightness	10 ¹² A/m ² rad ²	0.06	2.2	24	3.9	43	13	0.13	7.8	20	0.8	0.6	4.4
Laser													
Type		Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YLF	Nd:YLF	Dye	Nd:YLF	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YLF	Ti:Sa
Fundamental λ	nm	1064	1054	1054	1054	497	1054	1064	1064	1064	1054	800	800
Useful λ	nm	532	527	527	527	248	527	266	532	266	209	266	266
Rms length	ps	20	22	7	3	3	21	2.5	4.2	1.7	5	1	1.4
Repetition	MHz	14.4	27	21.7	108.3	1 pulse	81.25	40.8	178.5	1 pulse	1 pulse	1 pulse	1 pulse
Energy	μJ	20	0.47	12	10	5000	2.5	100	150	300	10	100	200
Macropulse	μs	150	10 000	200	10	-	15	2.5	1	-	-	-	-

Ils sont traités avec des codes dynamiques (PARMELA, MASK, MAFIA, PRIAM...). Les **figures III-2-4** montrent les arrangements de 2 canons HF, en a) à thermoémission et en b) à photoémission. Les deux champs électriques élevés requis pour l'émission de champ sont obtenus dans une cavité résonante en HF. Par une grille wehnelt ou par le mode laser, on peut contrôler l'émission pour que la bouffée de faisceau sorte pendant que le champ est maximal. La **figure III-2-5** montre un photoinjecteur d'accélérateur de type LINAC, le pulse d'électrons est émis juste pendant l'acceptance HF avec une dispersion en énergie que l'on rend extrêmement faible grâce, notamment, à l'avènement des lasers subpicosecondes.

Une catégorie un peu à part est celle des canons à émission de champ utilisés en physique des plasmas (exemple **figure III-2-6**) susceptibles de produire des courants crête de quelques MA sous quelques MV.

Les canons non modulés sont utilisés dans les applications requérant des images submicroniques (microscopie électronique...). La cathode est aussi ponctuelle que possible. La **figure III-2-7a** montre un canon dit à cathode en "épingle à cheveux" (hairpin gun) obtenue en pliant un mince filament en général de tungstène (diamètre $\sim 0.1\text{mm}$). La brillance atteint $10^6 \text{ A.cm}^{-2}.\text{srd}^{-1}$ mais la durée de vie est brève (~ 1 jour). La **figure III-2-7b** correspond à un canon utilisant LaB_6 taillé en pointe (0.05 mm de rayon). La brillance est 10 fois plus élevée et la durée de vie ~ 100 fois celle d'un canon "hairpin". Avec un canon à émission de champ (**Figure III-2-7c**), on a des tailles de source $< 0.1\mu$, et l'on atteint des brillances proches de $10^8 \text{ A.cm}^{-2}.\text{srd}^{-1}$ à intensités faibles ($< 1 \text{ mA}$).

III-3 CONCEPTION D'UN CANON

C'est un travail qui souffre d'autant moins l'amateurisme que les exigences sont élevées. Le cahier des charges défini par l'utilisateur doit au moins comprendre les paramètres suivants :

- énergie, intensité et cycle utile ;
- diamètre et divergence ;
- pression de travail ;
- durée de vie, stabilité, reproductibilité ;
- coûts minimaux d'achat et de maintenance.

Il n'est pas question d'aborder tous les cas possibles mais plutôt de donner une méthodologie.

Commençons par les canons travaillant dans un environnement qui impose une pression élevée au niveau de la cathode (soudure, tubes, lasers, sources d'ions...). La valeur absolue de cette pression conditionne le choix de l'émetteur. Les **figures II-1-20** montrent que 10^{-5} mbar est une frontière. Le concepteur doit le plus souvent déduire la pression de travail en fonction de la pression d'utilisation, des conductances, des dégazages liés à la température cathodique. En pratique, il n'est pas si facile de descendre sous cette pression frontière. Au-delà, l'émetteur est soit en métal pur, soit une cathode à plasma selon le budget attribué et la durée de vie souhaitée. En effet, la cathode à plasma a une longue durée de vie ($> 500\text{h}$ pour $I < 1\text{A}$) et une technologie rudimentaire mais le coût est élevé (cathode creuse SPECTRAMAT = 7000F, alimentation de décharge $\sim 20000\text{F}$, pompage différentiel $\sim 40000\text{F}$) ; les métaux s'évaporent vite (**Figure III-3-1**) et ont érodés par le bombardement ionique mais ne requièrent qu'un arrangement dépouillé. Un budget très important, dans le cas d'un faisceau énergétique, autorise la technique de séparation du canon par feuille mince (**Figure III-1-9**).

En deçà de 10^{-5} mbar, l'émetteur thermoélectronique est le plus communément utilisé. Du coût le plus bas au plus élevé, ce peut être un filament de métal pur ou dopé (**Figure III-3-2**), une cathode à oxydes badigeonnés (le spray est commercialisé!), une cathode "dispenser" (on en trouve à des prix abordables chez SPECTRAMAT, LITTON, VARIAN, HUGHES, EIMAC, PHILLIPS et à la CSF). La technologie annexe est élaborée (ultravide) et les matériaux de construction sélectionnés (Cf la liste des produits "autorisés") ; le type de liaison est la soudure TIG ou à faisceaux d'électrons. On sait réaliser des canons travaillant à 10^{-9} mbar avec des tolérances à chaud au micron près (**Figure III-3-3**). Le filament a l'avantage d'être autochauffé et l'inconvénient d'induire une induction parasite. La cathode peut être chauffée par bombardement (**Figure III-3-4**) ce qui présente l'inconvénient de provoquer une érosion de ses faces arrières ou latérales ou directement (**Figures III-3-5a et b**). On peut obtenir un chauffage sans induction parasite (**Figure III-3-5b**), vital pour la focalisation magnétique et l'émittance par exemple. La puissance de chauffage est perdue par conduction et rayonnement. Les cathodes modernes sont montées sur des jupes métalliques extrêmement minces ou très ouvragées (**Figure III-3-6**) réduisant les pertes par conduction. La multiplication des écrans réflecteurs latéraux réduit les pertes par rayonnement à celles de la face émettrice. Ces artifices permettent, par exemple, de chauffer à 1200 K une cathode de diamètre de 1cm avec moins de 30W.

Pour maintenir les qualités optiques, il faut soigner le raccordement cathode-électrode de focalisation donc, en priorité, il faut assurer une dilatation réciproque des supports assurant l'aplomb de ces deux électrodes et leur

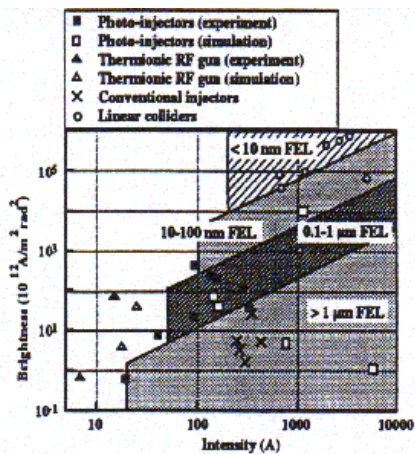


Figure III-2-3 - Brilliance requise pour les FEL et les collisionneurs.

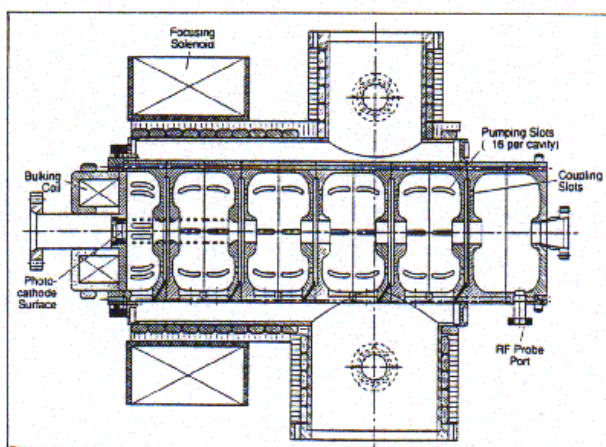
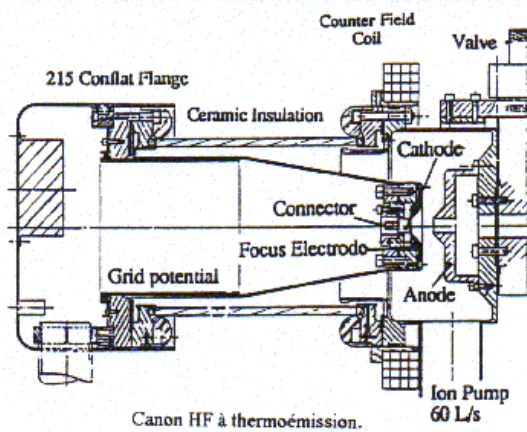
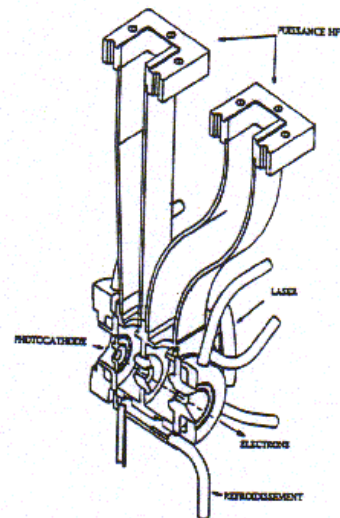


Figure III-2-5 - Arrangement d'un photoinjecteur.



Canon HF à thermoémission.



Canon HF à photoémission (CANDELA).

Figure III-2-4

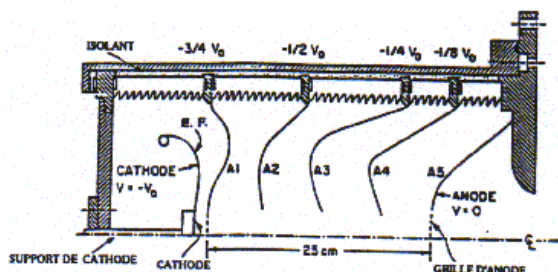


Figure III-2-6 - Canon diode.

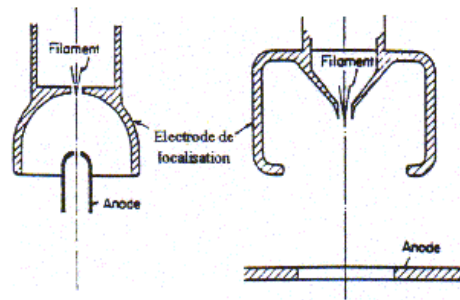
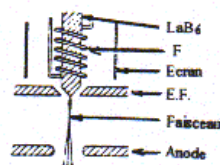
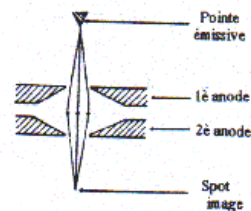


Figure III-2-7 - Exemples de canon haute brillance



b)



c)

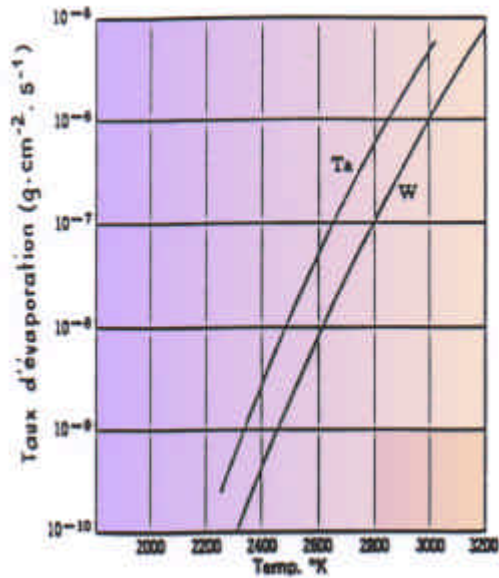


Figure III-3-1



Figure III-3-2

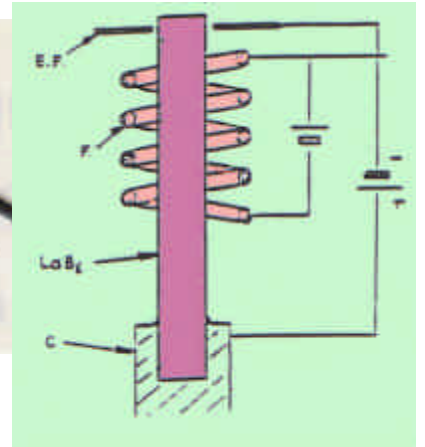


Figure III-3-4

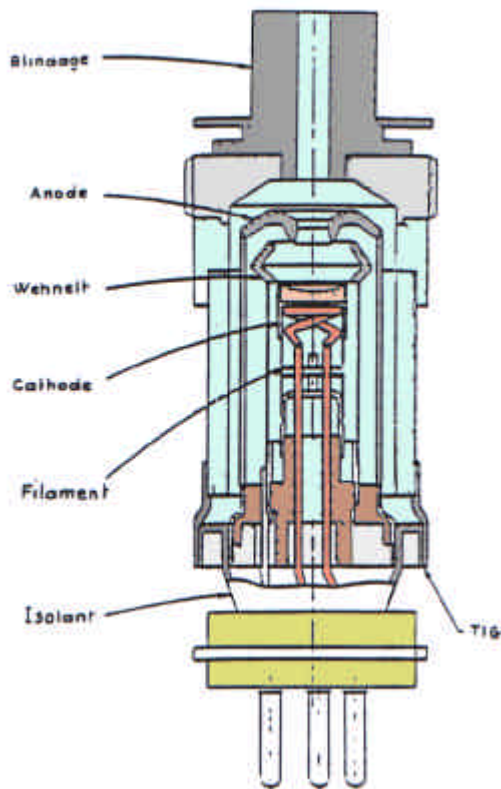
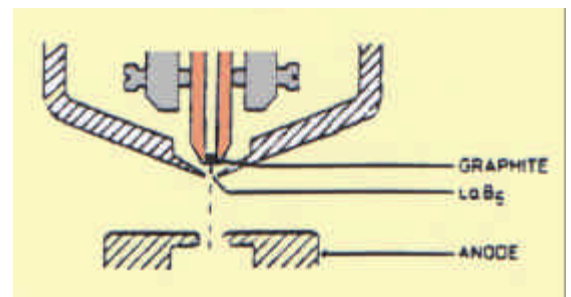


Figure III-3-3



Figures III-3-5



concentricité. On y parvient en rallongeant les tubes support (**Figure III-3-3**). Il en va de même pour l'anode dont le support doit être très aéré pour permettre un pompage correct de la zone d'émission. On simplifie les problèmes de déformations mécaniques des éléments chauds en choisissant, quand on peut, une implantation verticale du canon. Une fois le mode d'émission choisi, les caractéristiques géométriques se déduisent, en première approximation, des graphes et calculs du **paragraphe III-1** ou des données de la littérature. Les dimensions de la cathode sont déterminées à la fois à partir de la densité maximale autorisée pour l'émetteur et de

la tension d'accélération. Cette dernière impose un choix critique de la configuration des isolants (certains ont tendance à conduire à chaud) ou de la distance minimale critique (souvent entre l'électrode de focalisation et l'anode) conformément aux graphes des **figures III-3-7 et XII-5-11** ou à la loi de Paschen.



Figure III-3-6

$$e^- \quad V_{\max} = 3 \cdot 10^6 L^{0.8}$$

$$\text{ions} \quad \left\{ \begin{array}{l} 1.7 \cdot 10^6 L^{0.66} \\ 6 \cdot 10^5 L^{0.5} \end{array} \right.$$

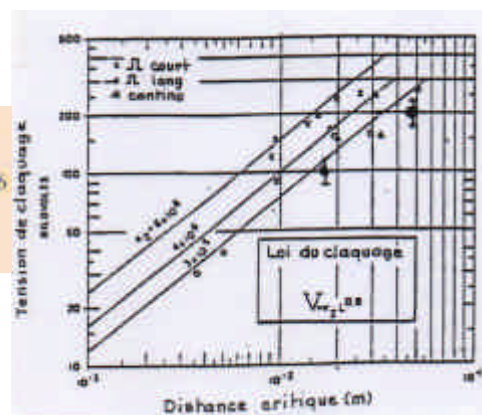
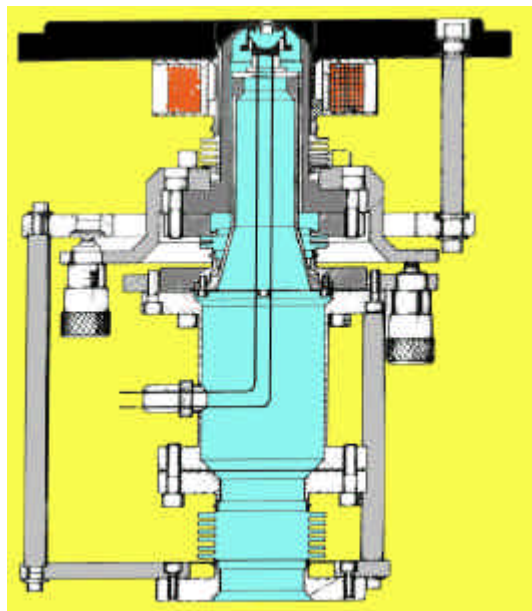
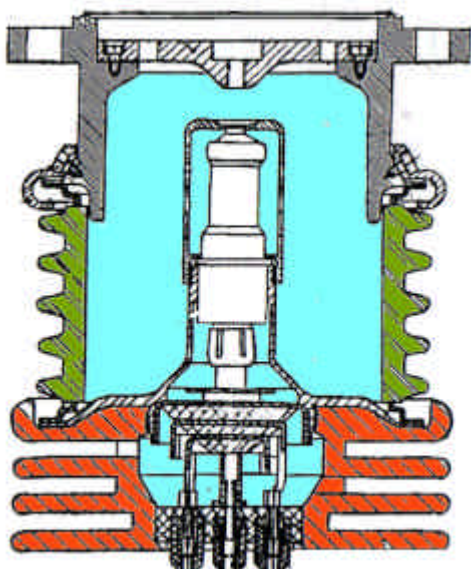


Figure III-3-7

Cette première approche est suivie d'une simulation englobant les éléments voisins du canon qui peuvent interagir sur son comportement. Pour des pénétrances supérieures à $1 \cdot 10^{-7}$ et des compressions en rayon supérieures à 5, la prévision doit englober l'effet thermique, le retour ionique, l'éventuelle contribution d'émission de l'électrode de focalisation. Un profil de densité trop "cornu" ou un taux de compression trop élevé produisent des images ou des flots creux. La figure d'émittance, en sortie d'anode, ne doit pas être filamentée.



Les autres types de canons de conception différente sont ceux qui sont axés sur l'obtention de fortes brillances à partir de l'émission de champ. Quand cette dernière n'est pas associée à un autre type d'émission, la cathode présente une structure de pointe(s) pour avoir des β locaux élevés. L'érosion par bombardement ionique doit être soigneusement évitée, ce qui impose de faire travailler ces canons en ultravide avec tout ce que cela sous-entend de précautions dans la manipulation de leurs éléments, le choix des matériaux (principalement pour

l'inévitable isolateur HT qui supporte la cathode) et des systèmes de pompage. Le problème de l'alignement de la pointe émettrice des canons "hairpin" est particulièrement critique et nécessite l'utilisation de translateurs sous vide pour corriger les mouvements ou défauts initiaux transverses du filament. La photoémission de champ ajoute les problèmes d'échauffement locaux dus à l'irradiation du laser, surtout dans le cas des réseaux de pointes (W, Nb₃Ti, C...). Les photocathodes à semi-conducteurs césiés (AsGa, Cs₃Sb, CsK₂Sb) exigent un ultravide lointain ($P < 10^{-11}$ mBar), sont très délicates de fabrication et très sensibles à la pollution. Ne parlons pas des problèmes liés aux lasers. Ces canons sont simulés plus difficilement du fait qu'ils travaillent en général en impulsions brèves très intenses et que le maillage de leur géométrie est très inhomogène.

Une fois le canon réalisé, il faut mesurer ses caractéristiques pratiques. Sans entamer prématurément le **paragraphe XII-7**, on peut citer trois principales méthodes spécifiques de mesures des qualités optiques :

- le perçage de feuilles minces régulièrement espacées sur l'axe de propagation (aluminium alimentaire) ;
- la "pin-hole camera", diaphragme épais percé d'un fin trou suivi d'une cage de Faraday, le tout mobile pour exploration transverse du faisceau ;
- l'émittancemètre ou les profileurs.

Ces méthodes sont perturbatrices, l'inévitable émission secondaire qu'elles occasionnent peut troubler considérablement les performances du canon (les électrons réfléchis pouvant retourner jusqu'à la cathode).

La communauté des accélérateurs utilise de plus en plus de méthodes non destructives, particulièrement optiques (fluorescence induite, rayonnement de transition,...)

III-4 APPLICATIONS

On les a citées tout au long de ce cours. La liste suivante n'est pas exhaustive :

- Canons à faible ouverture ou haute brillance.

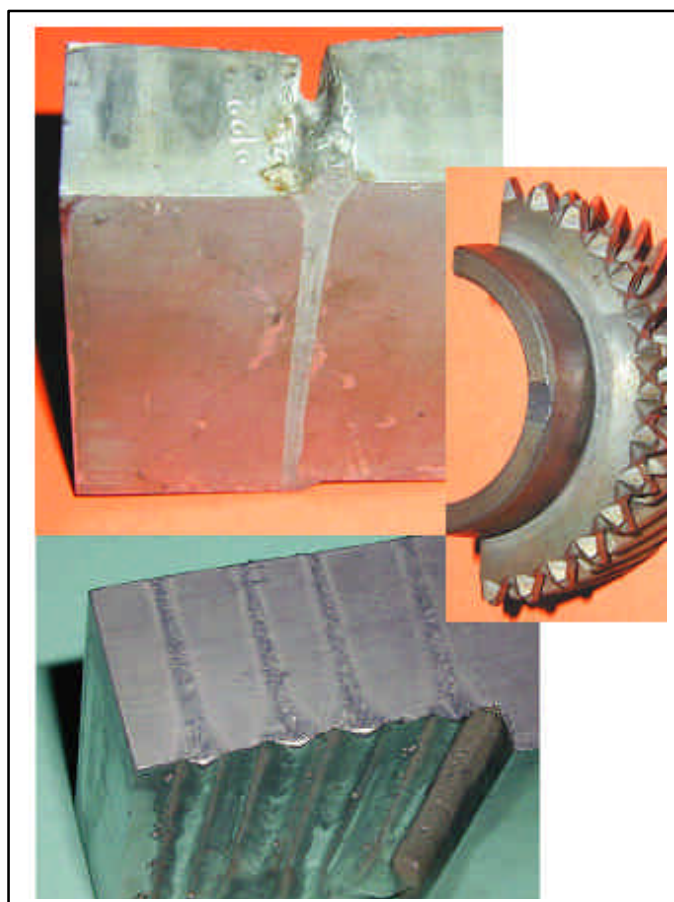
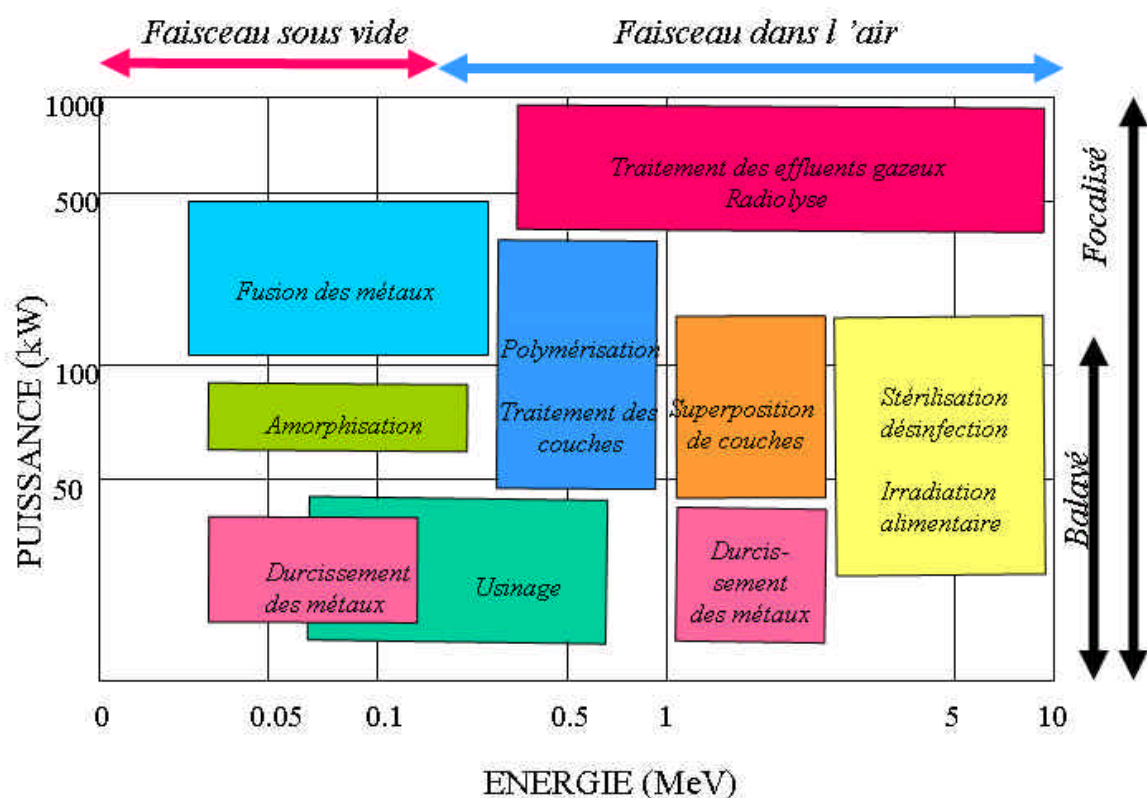
- Oscilloscopes - Télévision.
- Micro-usinage - Lithogravure.
- Microscope électronique - Analyse de surface.
- Accélérateurs - Lasers à électrons libres.

- Canons à forte intensité.

- Tubes HF.
- Accélérateurs - Sources d'ions.
- Usinage - Raffinage - Soudure.
- Stérilisation alimentaire.
- Cooling ionique.

- Canons divers.

- Sources d'ions - Jauges à vide.
- Microscopie à émission de champ.
- Impulsions brèves géantes (physique des plasmas, accélérateurs, profileurs).
- Lasers de puissance à gaz.
- Neutralisation de charge d'espace (propulseurs, séparateurs).
- Aéronautique.



IVa-LES SOURCES DE POSITRONS

Le positron est l'antiparticule de l'électron, il a même masse mais est chargé positivement. C'est une particule stable, sa durée de vie n'est limitée que par ses contacts avec des électrons. Les positrons sont utilisés non seulement en physique des particules mais de plus en plus en physique du solide et en sciences des matériaux.

Deux principales méthodes de production : la décroissance radioactive nucléaire β^+ de radioisotopes ou la matérialisation d'un photon dans le champ coulombien d'une particule chargée en une paire $e^- \beta^+$. Dans les deux cas, les positrons ont un spectre d'énergie très étalé et il est souvent nécessaire de les thermaliser avant de former un faisceau ayant des propriétés optiques compatibles avec l'acceptance d'un accélérateur.

IV-1 LES SOURCES A RADIOISOTOPES

Trois radioisotopes émetteurs β^+ sont principalement utilisés :

$^{64}_{29}\text{Cu}$	période = 13 h	rendement de désintégration = 19%
$^{58}_{27}\text{Co}$	" = 71 j	" = 15%
$^{22}_{11}\text{Na}$	" = 2.6 ans	" = 89%

Ils sont produits par capture neutronique près d'un réacteur nucléaire. Le matériau émetteur est encapsulé après placage sur un support de manière à délimiter une surface active (**Figure IV-1-1**). Les activités de ces sources sont de 10 à 20 mCi (1 Ci $\equiv 3.7 \cdot 10^{10}$ désintégrations/s ou Bq), ce qui entraîne de sérieux problèmes de manipulation. Les positrons sont émis statistiquement dans toutes les directions et en tous points, de sorte qu'une fraction importante d'entre eux est autoabsorbée par la source elle-même (annihilation et production de 2γ). Les rendements de sortie varient de ≈ 1 à 25% ce qui permet d'atteindre des intensités de $10^9 \beta^+/\text{s}$. Les positrons sont, en principe, polarisés.

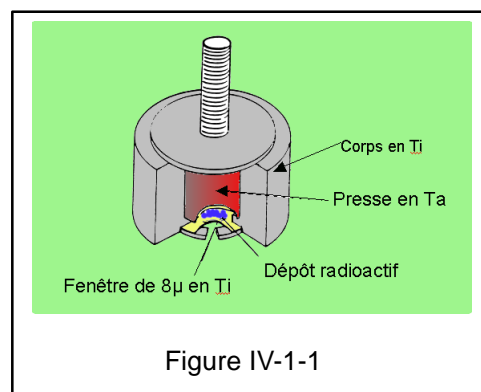


Figure IV-1-1

IV-2 LES SOURCES UTILISANT LA CREATION DE PAIRES

Au-dessus de 1.02 MeV, un photon soumis au champ coulombien d'une particule chargée se matérialise en une paire $e^- \beta^+$ de sorte que :

$$h\nu = \underbrace{(T_- + m_0 c^2)}_{e^-} + \underbrace{(T_+ + m_0 c^2)}_{\beta^+}$$

T étant l'énergie cinétique et $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$ l'énergie au repos des deux particules (**Figure IV-2-1**).

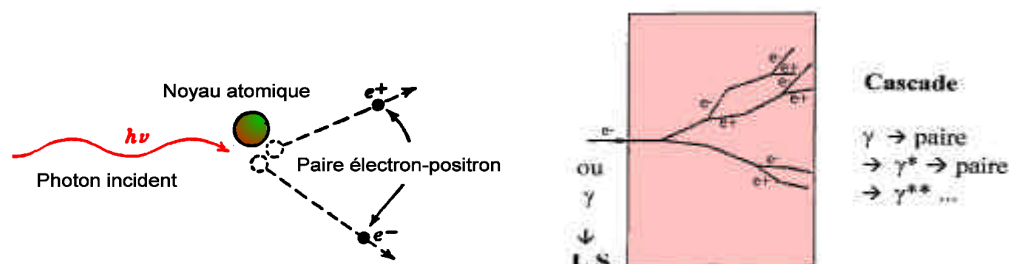


Figure IV-2-1

Figure IV-2-2

Les photons peuvent être produits par :

- le rayonnement de freinage d'électrons ultrarelativistes frappant une cible (Bremsstrahlung) ;
- Le rayonnement synchrotron d'électrons traversant un onduleur, canalisés le long de l'axe d'un réseau cristallin (channeling) ou interagissant avec un faisceau laser UV.

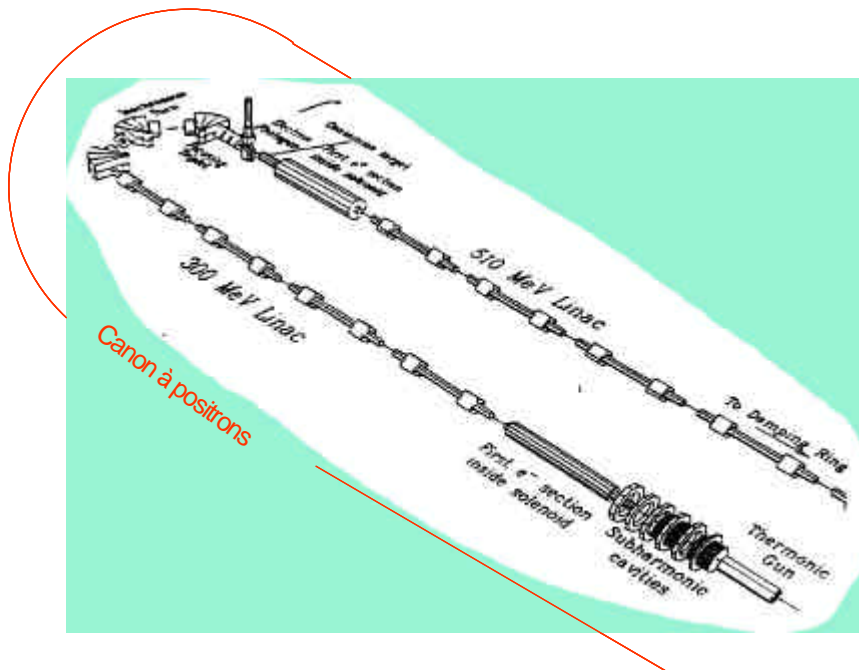


Figure IV-2-3

Le premier processus est, de loin, le plus utilisé, la source étant principalement composée d'un accélérateur comme dans le cas de la production des ions multichargés par "stripping"!

L'énergie incidente des électrons est perdue :

- 1) par collision avec les atomes de la cible qui sont excités-ionisés, d'où échauffement ;
- 2) par radiation produisant des photons pouvant avoir jusqu'à l'énergie des e^- incidents. Suit une cascade de matérialisations-annihilations (**Figure IV-2-2**) conduisant à des paires de moins en moins énergiques. On conçoit que cette cascade puisse être initiée par des photons plutôt que par des électrons dans le cas du second processus. On sait que l'intensité du Bremsstrahlung, sa directivité et la section efficace de production de paires sont des fonctions croissant avec le numéro atomique du matériau de cible, ce qui justifie l'utilisation du tungstène et du tantale, par ailleurs réfractaires, comme "convertisseurs" privilégiés.

L'arrangement pratique est celui de la **figure IV-2-3** : un canon à e^- classique fournit un faisceau primaire accéléré dans un LINAC à quelques dizaines ou centaines de MeV. Ces électrons énergiques frappent un convertisseur d'épaisseur $\sim 1\text{cm}$ dans un diamètre $< 1\text{cm}$. La puissance incidente peut dépasser 100 kW! (CEBAF par exemple 400MeV - 1mA). Les positrons sont ensuite généralement thermalisés et focalisés avant leur accélération. L'intensité et l'émittance en sortie de convertisseur peuvent être optimisées par simulation (code EGS4) de sorte que le rendement global β^+/e^- peut atteindre quelques %. Actuellement, l'intensité maximale obtenue par cette voie est de $\sim 10^{11} \beta^+/\text{s}$.

Le second processus utilisant le rayonnement synchrotron fait l'objet d'études poussées car il a l'avantage de supprimer les problèmes d'échauffement de convertisseur. La directivité de ce rayonnement permettrait de diminuer l'émittance du faisceau de β^+ . Il a l'inconvénient d'exiger des énergies électroniques au-delà du GeV.

IV-3 L'ADAPTATION A UN ACCELERATEUR

Qu'ils soient issus de radioisotopes ou de paires, les positrons ont un spectre d'énergie très étalé (**Figure IV-3-1**) et une distribution angulaire évasée. S'il est nécessaire de diminuer l'émittance résultante, on peut les "thermaliser" avec un modérateur. On utilise souvent un empilage de feuilles de tungstène décontaminé (**Figures IV-3-2**) qui abaisse la température à $\sim 2\text{eV}$ normalement aux feuilles et à ~ 0.1 parallèlement (**Figure IV-3-3**). L'adaptation d'émittance à l'accélérateur consiste à compresser la divergence du faisceau au détriment de ses dimensions transverses. On y parvient, en utilisant juste à la suite du convertisseur :

- ou deux solénoïdes, l'un court à haute induction ($\sim 2\text{T}$) suivi d'un long à faible induction ($\sim 0.3\text{T}$) : système QWT (quarter wave transformer) ;
- ou un long solénoïde ($\sim 0.5\text{T}$) précédé d'une lentille magnétique courte ($\sim 3\text{T}$), le tout fournissant une induction lentement décroissante pour avoir un amortissement adiabatique du moment transverse : système AD (adiabatic device) ;
- ou une induction poloïdale fournie par exemple par une lentille à plasma : système en développement.

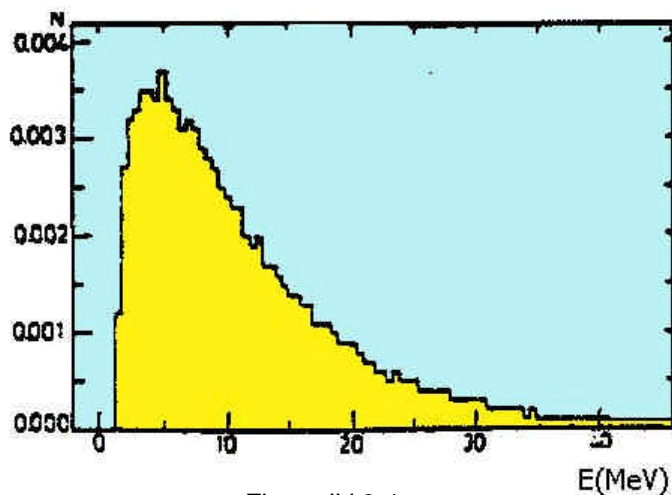


Figure IV-3-1

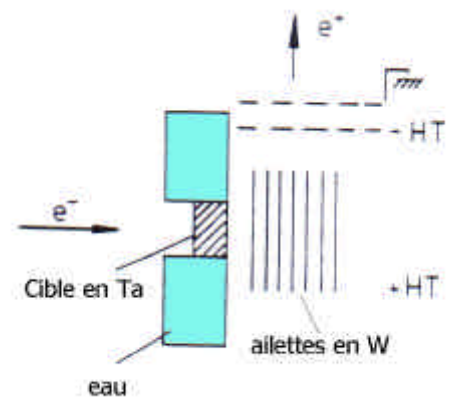


Figure IV-3-2

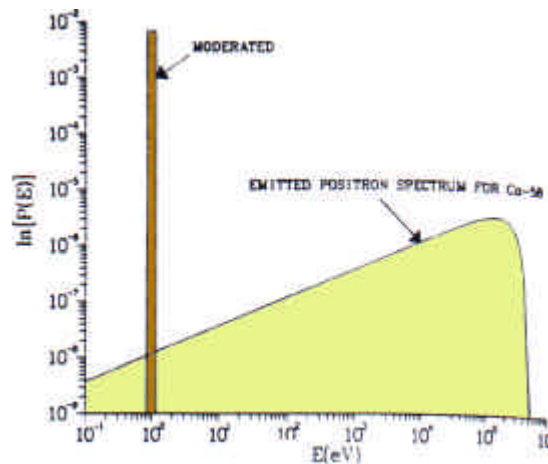


Figure IV-3-3

IVb-LES SOURCES D'ANTIPROTONS

On produit ces antiparticules en bombardant une cible de Z élevé par un faisceau très énergétique de protons (de 20 à 120 GeV/c) [M.D.Church & J.P.Marriner *Annual Review Part.Sc.43(1993)253*]. La focalisation est assurée par un cylindre de lithium parcouru par un fort courant axial.

V - LA PRODUCTION D'ATOMES NEUTRES

L'ionisation des atomes ou molécules se fait majoritairement quand ceux-ci sont libres, donc sous forme gazeuse. A l'exception des sources dont le concept inclut un système où évaporation et ionisation ne sont pas découplées (laser, à étincelle, à sputtering, à ionisation de champ), le matériau doit être soit gazeux, soit dans un composé gazeux.

V-1 L'EMPLOI DIRECT DE GAZ

Dans les conditions normales de température et de pression (TPN), seuls H, He, N, O, F, Ne, Cl, Ar, Kr, Xe et Rn sont gazeux, Br, Hg et Fr sont liquides, les autres solides. Les composés gazeux sont, par exemple, des chlorures, des fluorures, parfois des oxydes ou des sulfures, **Tableau V-1-1** (ces composés sont toxiques et corrosifs). En séparation d'isotopes, on utilise la chloruration en ligne: un flux de Cl_2 ou CCl_4 traverse le matériau solide, le composé volatil résultant est produit près de la source.

Tout dernièrement, à la suite de travaux finlandais, de nombreuses sources d'ions utilisent des composés hydrocarbonés de type métallocènes, hexacarbonyl ou tétraméthyl [MIVOC-RSI 71-5 (2001)2038], délicats à produire.

L'emploi de composés gazeux présente l'avantage de permettre la production de forts courants d'ions sans éléments chauds et les inconvénients suivants :

- le courant d'ions comprend les composants parasites du corps réactif (C,O,Cl, F, S, ...), ce qui diminue la fraction utile ;
- ces corps réactifs sont chimiquement très actifs et peuvent diminuer considérablement la durée de vie des éléments de source en particulier la cathode et, à plus ou moins long terme, éroder les éléments environnants (enceinte, pompes, ...).

V-2 L'EVAPORATION

La seconde technique consiste à utiliser une élévation de température du corps à ioniser pour que sa pression de vapeur soit suffisante pour le fonctionnement correct de la source (en général $P = 10^{-2} \div 10^{-4}$ mbar).

Les courbes de la **figure V-2-1** montrent la variation de la tension de vapeur des corps purs avec la température. On voit de suite que la technique sera problématique pour évaporer les matériaux réfractaires (tantale, tungstène, rhénium, osmium, carbone).

On peut aussi utiliser des composés plus volatils avec les inconvénients déjà évoqués (**Tableaux de la figure V-2-2**, températures pour une pression de 10^{-3} mbar).

L'obtention de températures élevées est un problème technologique : le matériau à évaporer est placé dans une enceinte close (four, **figure V-2-3**) chauffée soit par effet Joule, soit par bombardement. Cette enceinte est entourée de plusieurs écrans réfléchissants pour limiter le rayonnement vers l'extérieur, le dernier pouvant être refroidi. Le four est relié à la source par un canal thermiquement bon conducteur. Pour éviter les condensations, la température du four doit être homogène ; celles du canal et de la source doivent être ajustées aussi afin d'éviter une obturation. Les **figures V-2-4a, b, c et d** montrent les arrangements de fours à température modérée. Le système de chauffage direct (par un filament de tungstène, de molybdène, de tantale ou de platine) est dans un isolant très réfractaire (quartz, lave, alumine, nitrure de bore, porcelaine, zircone...). Le trou de sortie de vapeur est placé vers le haut du four pour éviter les projections du liquide en ébullition.

Les fours à haute température ($T > 1300$ K, **figures V-2-5a et b**) ont des tailles réduites, le système de chauffage est par bombardement ou utilise le creuset lui-même comme résistance chauffante. L'écrantage anti-radiation doit être très soigné puisque les déperditions de chaleur se font principalement par rayonnement. Des températures jusqu'à 3300 K peuvent être atteintes avec des creusets en graphite, ce qui permet d'évaporer tous les corps sauf le carbone, le tungstène, le rhénium et l'osmium (**Tableau V-2-6**).

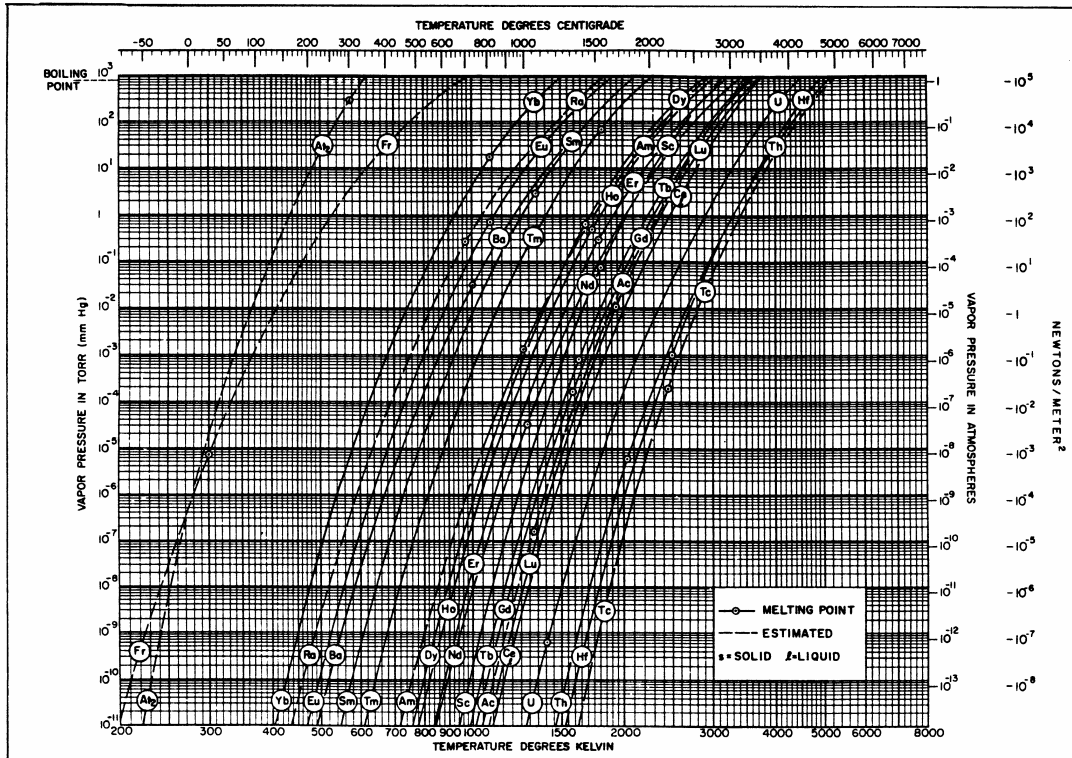


Figure V-2-1

Aluminum(Al)	26.98	Al	1082	Iodine(I)	126.9	I	837	Silver(Ag)	107.87	AgCl	593
Antimony(Sb)	121.75	AlCl ₃	475	Iridium(Ir)	192.2	KI	499			Ag	922
Argon(ar)	39.95	Sb	319	Iron (Fe)	55.85	Ir + ClF ₃	428	Sodium(Na)	22.99	NaCl	850
Arsenic(As)	24.92	Sb ₂ O ₃	237	Krypton(Kr)	83.8	FeCl ₂		Strontium(Sr)	87.6	NaBr	791
		As		Lanthanum(La)	138.91	Kr				Sr	465
		GaAs				La ₂ O ₃ + CCl ₄	751	Sulfur(S)	32.06	SrCl ₂	856
Barium(Ba)	137.24	AsH ₃	625	Lead(Pb)	207.2	LaCl ₃	625			S ₂ Cl ₂	
		Ba		Lithium(Li)	6.94	PbCl ₂	519			CdS	610
		BaCl ₂				LiCl				CS ₂	
Beryllium(Be)	9.01	BeCl ₂	209	Lutetium(Lu)	174.97	Lu ₂ O ₃ + CCl ₄		Tantalum(Ta)	180.95	Ta ₂ O ₅ + CCl ₄	
Bismuth(Bi)	209.98	Bi	587			LuCl ₃				TaCl ₅	505
Boron(B)	10.81	BiCl ₃		Magnesium(Mg)	24.31	Mg	377	Tellurium(Te)	127.6	Te	
		BF ₃		Manganese(Mn)	54.94	Mn	837			CdTe	
Bromine(Br)	79.9	NiBr ₂		Mercury(Hg)	200.59	HgS		Terbium(Tb)	158.92	TbCl ₃	
		KBr				HgF ₂				Tb ₂ O ₃ + CCl ₄	530
		SrBr ₂		Molybdenum(Mo)	95.94	MoO ₃ + CCl ₄		Thallium(Tl)	204.37	Tl	
Cadmium(Cd)	112.4	CdO + CCl ₄		Neodymium(Nd)	144.24	Nd ₂ O ₃ + CCl ₄				TIS	
		CdCl ₂	386	Neon(Ne)	20.129	Ne		Thorium(Th)	232.04	ThCl ₄	
Calcium(Ca)	40.08	Ca	522	Nickel(Ni)	58.71	NiCl ₂	491			ThO ₂ + CCl ₄	
		CaCl ₂	860	Nitrogen(N)	14.0	N ₂		Thulium(Tm)	168.93	Tm ₂ O ₃ + CCl ₄	
Carbon(C)	12.01	CO ₂		Osmium(Os)	190.2	OsO ₄				TmCl ₃	
		CO				Os + O ₂					
Cesium(Cs)	132.91	CsCl	730	Oxygen(O)	15.999	O ₂		Tin(Sn)	118.69	SnS	
Chlorine(Cl)	35.45	LiCl		Palladium(Pd)	106.4	Pd + ClF ₃				SnCl ₄	
		NaCl	850	Platinum(Pt)	195.09	Pt + ClF ₃		Titanium(Ti)	47.9	TiCl ₄	
Chromium(Cr)	51.99	Cr ₂ O ₃ + CCl ₄		Phosphorus(P)	30.97	PF ₃				TiO ₂ + CCl ₄	
		CrCl ₃				PH ₃		Tungsten(W)	183.85	WO ₃ + CCl ₄	
Copper(Cu)	63.55	CuO + CCl ₄				P				WCl ₆	
		CuCl ₂		Potassium(K)	39.1	K ₂ CO ₃		Uranium(U)	238.02	UCl ₄	
Dysprosium(Dy)	162.5	Dy ₂ O ₃ + CCl ₄	610			Pr ₂ O ₃ + CCl ₄				UO ₂ + CCl ₄	
		DyCl ₃		Praseodymium(Pr)	140.91	Re + O ₂		Vanadium(V)	50.94	VF ₃	687
Erbium(Er)	167.26	Er ₂ O ₃ + CCl ₄		Rhenium(Re)	186.2	Rh + ClF ₃		Xenon(Xe)	131.3	Xe	
		ErCl ₃	600	Rhodium(Rh)	102.9	Rb ₂ CO ₂		Ytterbium(Yb)	173.04	Yb ₂ O ₃ + CCl ₄	
Europium(Eu)	151.96	Eu ₂ O ₃ + CCl ₄	652	Rubidium(Rd)	85.47	RbCl	555			YbCl ₃	614
		EuCl ₃				RuCl	31	Yttrium(Y)	88.9	Y ₂ O ₃ + CCl ₄	
Fluorine(F)	18.99	NaF	927	Ruthenium(Ru)	101.07	RuF ₃				YCl ₃	613
Gadolinium(Gd)	157.25	Gd ₂ O ₃ + CCl ₄		Samarium(Sm)	150.4	Sm ₂ O ₃ + CCl ₄	667	Zinc(Zn)	65.37	Zn	292
		GdCl ₃	630			SeCl ₃	677			ZnS	774
Gallium(Ga)	69.72	Ga ₂ O ₃ + CCl ₄		Scandium(Sc)	44.96	Se ₂ O ₃ + CCl ₄		Zirconium(Zr)	91.22	ZrO ₂ + CCl ₄	
Germanium(Ge)	72.59	GeCl ₄				SeO ₂	588			ZrCl ₄	93
Hafnium(Hf)	178.49	HfO ₂ + CCl ₄		Selenium(Se)	78.96	CdSe	199				
Helium(He)	4.002	He				Se					
Holmium(Ho)	164.93	HO ₂ O ₃ + CCl ₄		Silicon(Si)	28.09	Si ₂					
Indium(In)	114.82	InI				SiCl ₄					

Tableau V-2-2

Elément	Composé	Température d'ébullition (°C) à 1015 mbar	Elément	Composé	Température d'ébullition (°C) à 1015 mbar
B	B ₂ H ₆	-92	S	SH ₂	-61
	BF ₃	-99		SO ₂	-10
	BCl ₃	13		SF ₆	-64
C	CO	-191	Ge	GeH ₄	-88
C	CH ₃	-164	As	AsH ₃	-62
	CO ₂	-78	Se	AsF ₅	-53
Si	SiH ₄	-112		SeH ₂	-41
	SiF ₄	-95		SeF ₆	-46
	SiCl ₄	58	Br	HBr	-67
P	PH ₃	-88	I	HI	-51
	PF ₃	-101	Te	TeF ₆	-39
	PF ₅	-84			

Tableau V-1-1

V-3 REGLAGE DES FLUX

L'introduction de quantités calibrées et réglables de gaz nécessite une installation comme celle de la **figure V-3-1**. Les différents réservoirs de gaz sont montés en rampe et reliés à la source par des canalisations pouvant être prévues, résistant aux éventuelles corrosions et n'apportant pas de flux parasites (les canalisations métalliques sont toujours préférables). Les vannes d'ajustage peuvent être à pointeau ou pulsées. Dans la première, la conductance est ajustée par l'écartement variable entre une aiguille et un cône de même pincement (vanne Grandville-Phillips par exemple) ou par le déplacement micrométrique d'un clapet par rapport à un capillaire. Dans la seconde, l'ouverture d'un clapet se fait à cadence variable (quelques kiloHertz), l'oscillation de flux étant amortie par un réservoir ballast aval (vanne piézo-électrique Veeco). Connaissant la gamme d'ajustage de la conductance C de la vanne et la pression d'attaque P (en général légèrement supérieure à la pression atmosphérique), on en déduit la gamme de flux disponible :

$$Q \propto C P$$

Un calcul de conductance, au niveau de la source, permet de connaître sa pression de neutres interne après avoir déterminé le régime d'écoulement.

Rappelons que le libre parcours moyen des atomes ou molécules d'un gaz dont le nombre par unité de volume est n_0 est :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n_0 d_0^2}$$

d_0 étant le diamètre atomique ou moléculaire.

Le flux d'un gaz dans un tube de rayon a et de longueur ℓ est :

$$Q = \frac{\pi a \bar{P} \Delta P}{8 \eta k T \ell} \quad \text{si } \lambda \ll a$$

Si P_1 et P_2 sont respectivement les pressions à l'entrée et à la sortie du tube, on a :

$$\bar{P} = \frac{1}{2} (P_1 + P_2) \quad \Delta P = P_1 - P_2$$

k est la constante de Boltzmann, T la température du gaz, η sa viscosité dynamique et M son nombre de masse. Les courbes des **figures V-3-2 b et c** permettent, dans le cas d'un four, de déterminer la quantité de matériau évaporable par unité de temps en fonction de la température et donc de la pression locale P_1 , nécessaire pour l'estimation du flux. Elles permettent aussi de déterminer la charge du four en fonction de l'utilisation et de la durée de vie de la source.

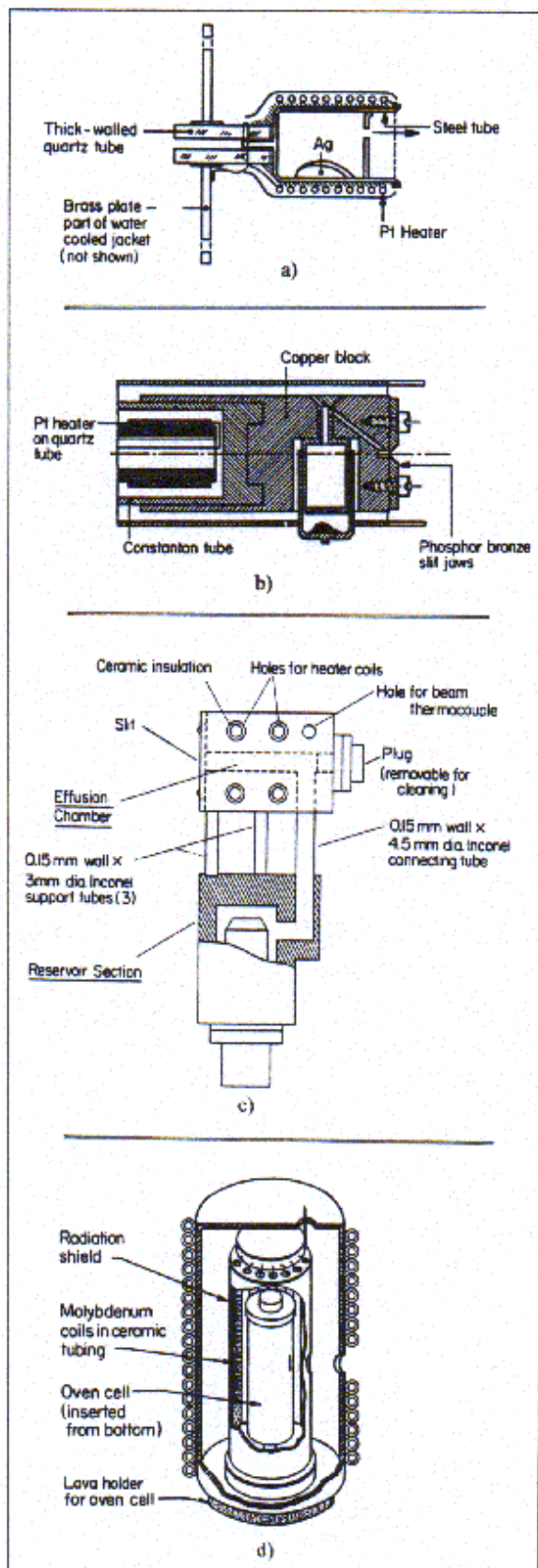


Figure V-2-4 - Fours basse température.

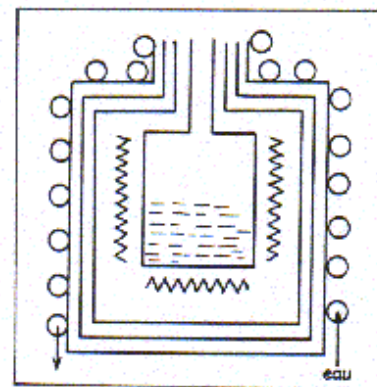


Figure V-2-3 - Principe d'un four à évaporation.

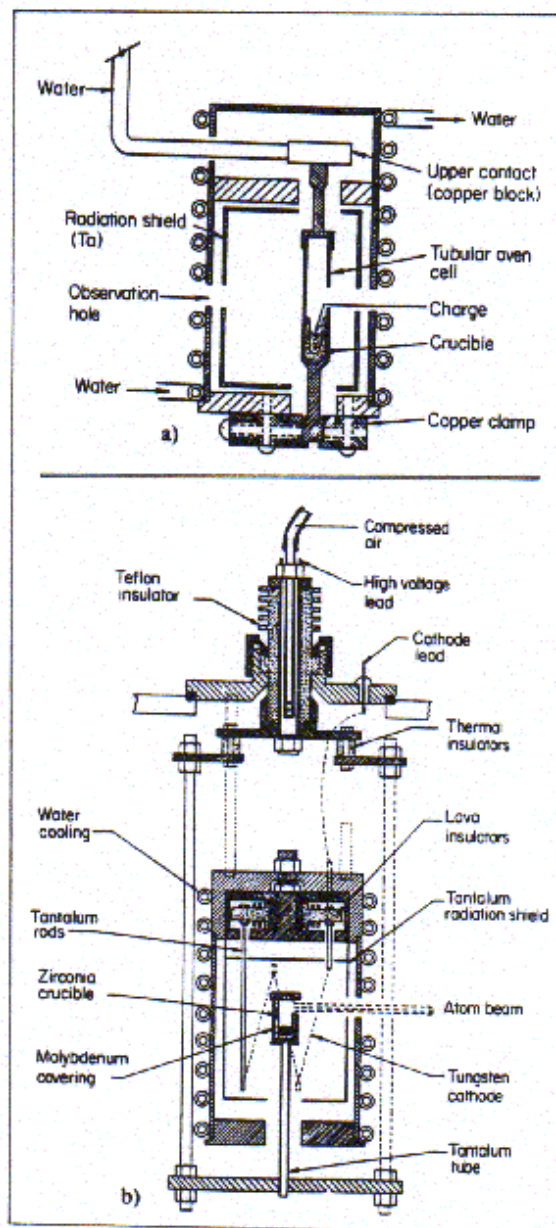


Figure V-2-5 - Fours haute température.

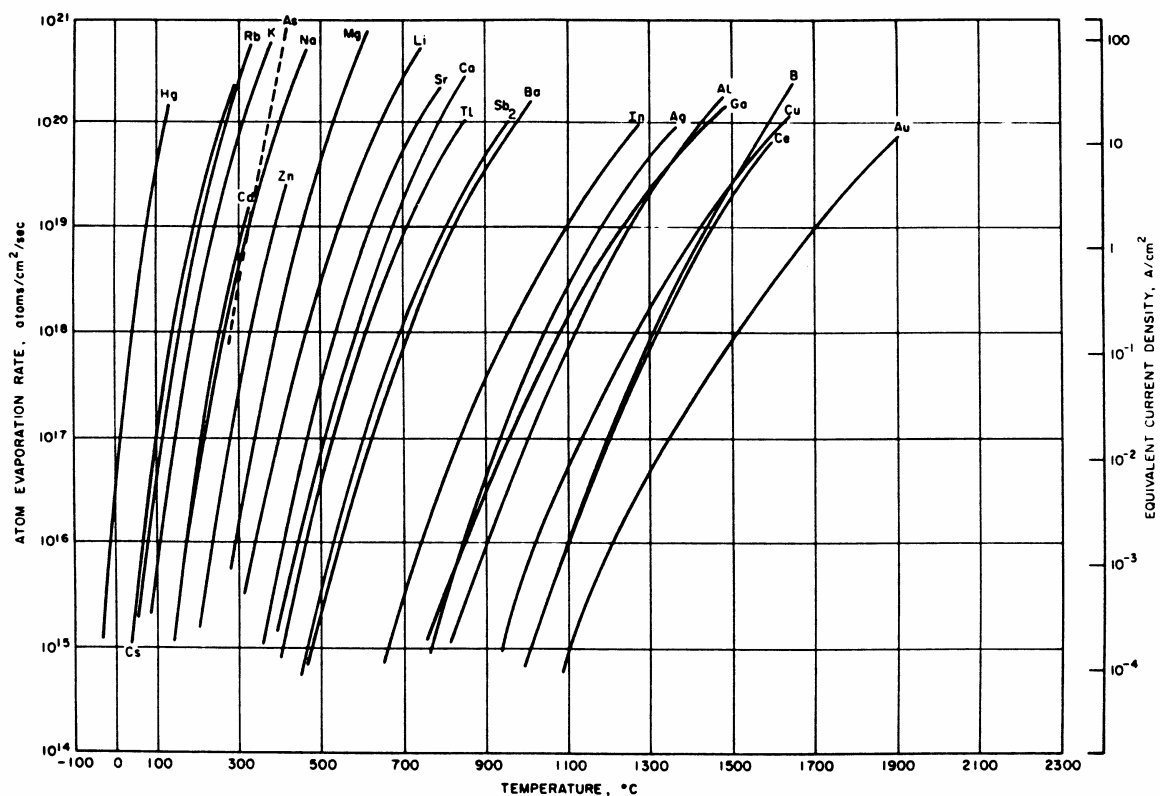


Figure V-3-2b

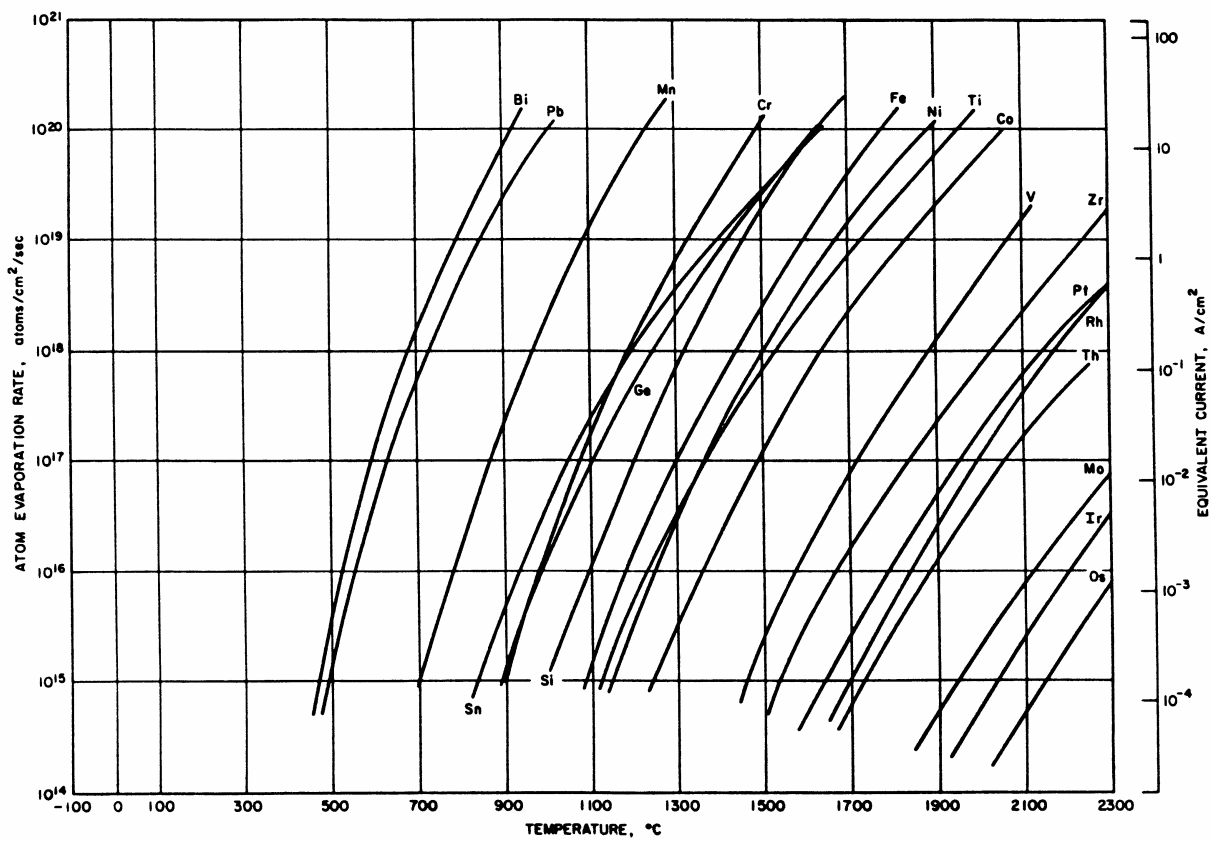


Figure V-3-2c

V-4 LA PULVERISATION (SPUTTERING)

3,1 Seuil de pulvérisation.

L'effet de pulvérisation n'est sensible qu'à partir d'un certain niveau d'énergie de l'ion incident appelé seuil de pulvérisation. Ce niveau d'énergie dépend de l'ion incident et du matériau bombardé. Il se situe toujours entre 10 et 30 eV (tabl. I).

3,2 Rendement de pulvérisation.

3,21 Définition. - C'est le nombre d'atomes expulsés par ion incident :

$$S = \frac{\text{nombre d'atomes expulsés}}{\text{nombre d'ions incidents}}$$

S dépend du gaz utilisé : plus le gaz est lourd, plus il est efficace. S dépend de l'énergie des ions, c'est-à-dire de la tension de polarisation appliquée à la cible : plus cette énergie est grande, plus la vitesse de l'ion projectile est grande et plus il expulsera d'atomes de la cible. S dépend du matériau bombardé : l'or ou l'argent se pulvérisent plus facilement que le nickel ou le chrome ou le titane (fig. 6).

Le rendement de pulvérisation dépend de divers autres paramètres :

- l'orientation de la trajectoire de l'ion par rapport à la cible ; dans les systèmes de pulvérisation conventionnels, la trajectoire des ions est toujours normale à la cible ;
- l'orientation cristalline du solide bombardé ; le matériau cible étant généralement polycristallin, le bombardement ionique révèle les grains monocristallins ;
- il est peu dépendant de la température.

3,22 Expression. - La théorie de la pulvérisation a été établie par P. Sigmund [l. b. 1] dans le cas des solides amorphes ou des polycristaux à grains très fins. Elle n'est valable que pour des solides monoatomiques.

On considère un ion d'énergie E_0 , de masse M_1 et de numéro atomique Z_1 , qui pénètre dans un solide formé d'atomes de masse M_2 et de numéro atomique Z_2 , sous une incidence perpendiculaire à sa surface.

Tableau I. - Seuils d'énergie de pulvérisation (eV).

Cible \ Ion	Ne	Ar	Kr	Xe
Al	13	13	15	18
Ti	22	20	17	20
Cr	22	20	18	20
Fe	22	20	25	23
Ni	23	21	25	20
Cu	17	17	16	15
Mo	24	24	28	27
Ag	12	15	15	17
Au	20	20	20	18
Ta	25	26	30	30
W	35	33	30	30

M 1 657 - 4

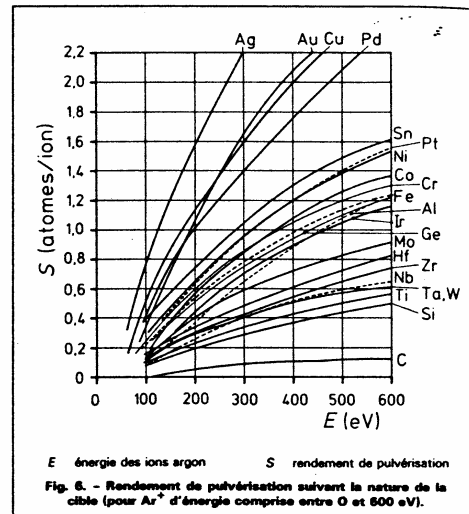


Fig. 6. - Rendement de pulvérisation suivant la nature de la cible (pour Ar^+ d'énergie comprise entre 0 et 600 eV).

L'expression du rendement de pulvérisation est la suivante :

$$S = 1,32 \times 10^{18} \times a \frac{\alpha \beta}{\Gamma} \frac{S_n(e)}{U} \quad [1]$$

avec $a = 0,47 \times 10^{-10} \times [Z_1 + Z_2^2]^{-1/2}$

$$\beta = 4 \times \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

$$\Gamma = 6,95 \times 10^8 \times \frac{1}{Z_1 Z_2} \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2}$$

ε variable sans dimension déduite de E_0 par :

$$\varepsilon = \alpha \Gamma E_0 \quad [2]$$

$S_n(e)$ courbe universelle (fig. 7), déduite de la section efficace de ralentissement $S_n(E_0)$ par :

$$S_n = \pi a^2 \beta \frac{E_0}{\varepsilon} S_n(e) \quad [3]$$

α fonction du rapport M_2/M_1 (fig. 8).

U énergie de liaison de surface d'un atome.

Dans toutes ces expressions les énergies sont exprimées en électrons-volts (eV).

En résumé, le rendement de pulvérisation est proportionnel à la section efficace de ralentissement $S_n(E_0)$ et à l'énergie de liaison de surface U .

Extrait des Techniques de l'ingénieur

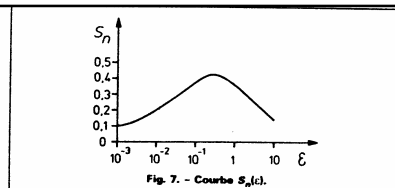


Fig. 7. - Courbe $S_n(e)$.

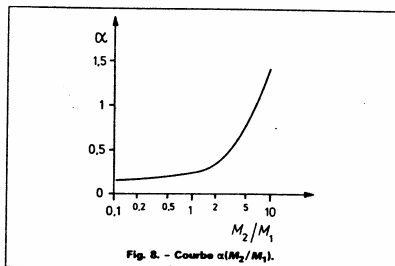


Fig. 8. - Courbe $\alpha(M_2/M_1)$.

La complexité de cette expression rend son utilisation difficile dans la pratique. Elle est surtout destinée à faire comprendre les mécanismes.

Le lecteur curieux d'approfondir ces points trouvera une excellente synthèse en anglais dans [l. b. 1] et en français dans le cours de G. Blaise à la Société Française du Vide [l. b. 2].

Le gaz de décharge le plus couramment utilisé est l'argon : c'est un gaz rare de l'air, chimiquement inerte. Sa masse atomique $M_1 = 40$ est du même ordre de grandeur que celle des métaux communs ($Al = 27 - Fe = 56$). Un ion argon (Ar) expulse donc facilement un atome de fer ou d'aluminium. Il peut même en expulser plusieurs comme le montre le diagramme des rendements (fig. 6) : un ion argon (Ar) de 300 eV expulse en moyenne 2,2 atomes d'argent (Ag).

Remarque : les valeurs données ici sont expérimentales. On trouvera des tableaux plus complets dans [l. b. 1]. Ces données doivent être utilisées avec précaution, car le nombre élevé des paramètres qui interviennent fait que les valeurs de S mesurées sont plus des données statistiques que de véritables caractéristiques physiques.

C'est l'éjection d'atomes ou de groupe d'atomes par un solide bombardé par des atomes ou des ions énergiques (Cf P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383).

Le processus est utilisé dans les sources à plasma en plaçant une électrode conductrice polarisée négativement (dynode) bombardée par des ions positifs. Il est amorcé par un gaz support et souvent auto-entenu même après suppression du gaz. Les courbes de la **figure V-4-1 a et b** montrent que le rendement de pulvérisation croît avec la masse du corps incident et décroît avec celle du corps bombardé pour des énergies incidentes inférieures à 1 keV.

En général, ce rendement croît avec la température de la dynode surtout à l'approche du point de fusion. Les atomes et agrégats éjectés ont une large distribution en énergie (~ 30eV pour 1 keV incident) ce qui nuit aux propriétés optiques de source. Un autre inconvénient de cette méthode est la désorption simultanée de la dynode si elle n'a pas été pré-dégazée. Certains corps sont à proscrire dans les milieux soumis au bombardement particulaire : l'or, l'argent, le cuivre et l'aluminium ainsi que leur alliages (**Figure V-4-2**). La pulvérisation est le principal responsable de la diminution de la durée de vie des cathodes (Cf. **paragraphe II-1**). A noter que l'impact d'atomes rapides peut produire des ions positifs et négatifs, le taux d'émission (de 10^{-3} à 10^{-6}) décroît avec le potentiel d'ionisation et croît avec l'affinité électronique. Ce phénomène est utilisé en spectrométrie d'émission d'ions (SIMS) et dans l'élaboration de couches minces.

$$M_0 \downarrow N_0 \uparrow$$

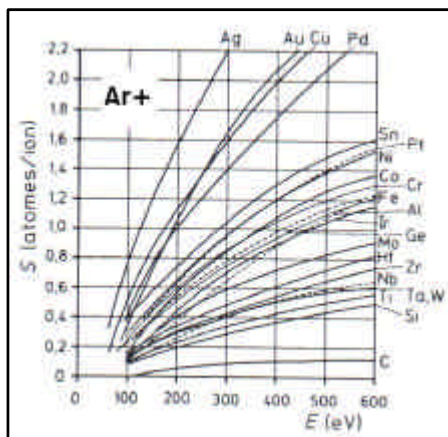


Figure V-4-1a

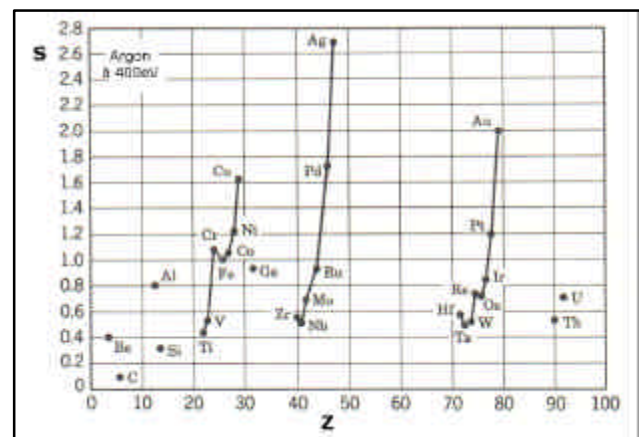
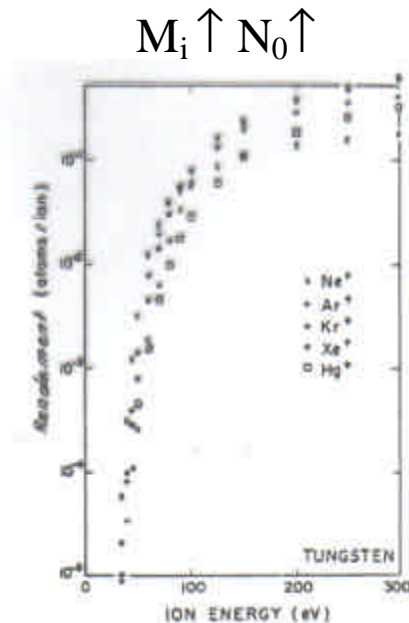


Figure V-4-2

V-5 L'EVAPORATION LASER (DESORPTION OU ABRASION LASER)

Elle est communément utilisée pour l'usinage [*Lasers in industry*. S.S. Charschan, Van Nostrand Reinhold Company (1972) et http://ipnweb.in2p3.fr/%7edivac/resources_web/Doc.%20Pdf/Lasers.pdf]. Elle n'est encore qu'anecdotique dans les sources d'ions sauf pour les sources dites laser où évaporation et ionisation sont couplées pendant des impulsions lumineuses surpuissantes (flux lumineux $> 10^{14}$ W/cm², durée d'impulsion < 10 ns). L'apparition des lasers continus CO₂ et YAG permet l'évaporation de n'importe quel matériau avec des flux lumineux supérieurs à 10⁶ W/cm². L'énergie du laser est absorbée par les électrons de la bande de conduction qui chauffe le matériau localement [Anisimov, *JETP* 27 (1968) 182. J.F. Ready, *Effects of high power laser radiation*, Academic Press (1971)]. Du fait de l'apparition rapide d'un cratère au point d'interaction, la cible doit être mobile. Elle est utile pour produire des agrégats. La courbe de la **figure V-5-1** montre que la quantité d'atomes vaporisés est ajustable avec le flux lumineux incident. On montre qu'à flux identique, elle croît avec la longueur d'onde du laser. Ce phénomène n'étant pas lié à un simple processus de fusion locale, l'évaporation laser n'a pas la sélectivité de l'évaporation thermique et est donc très adaptée pour les matériaux réfractaires à faible réflectivité dans l'infrarouge.

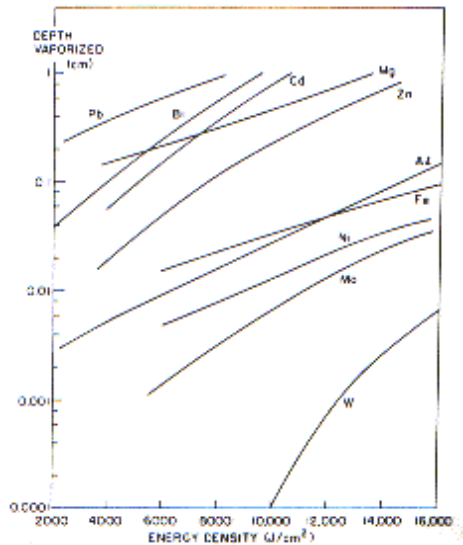
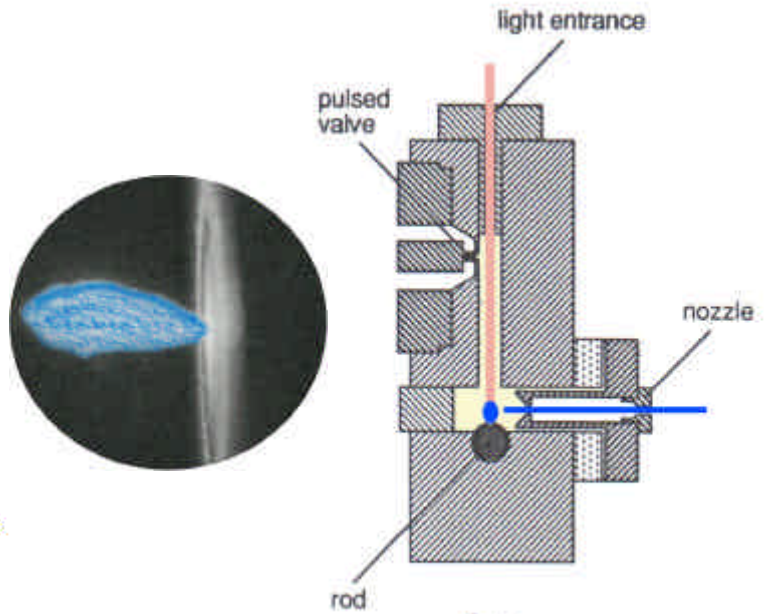


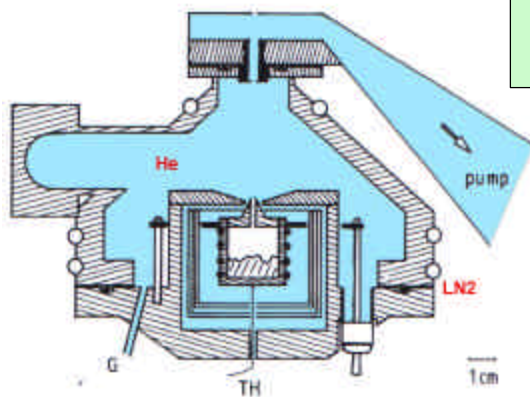
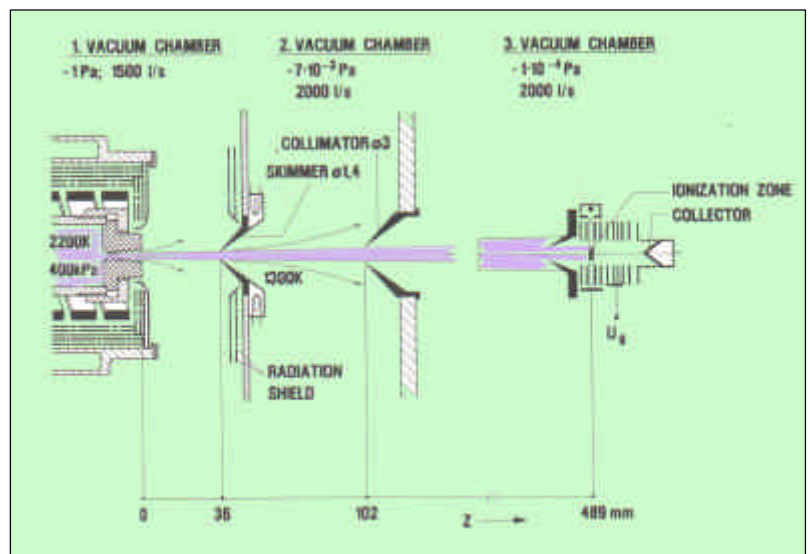
Figure V-5-1



V-6 LA PRODUCTION DES JETS

Les sources d'ions polarisés et d'agrégats nécessitent la production de jets atomiques supersoniques. Le schéma de l'arrangement est celui de la **figure V-6-1** (voir aussi les **figures 1-1-3 et 1-1-4** du **chapitre X**).

En 2 arrive le gaz à haute pression (parfois plusieurs Bars) dans une géométrie de buse 4 très raffinée (tuyère de Laval); un premier diaphragme conique 5 (écorcheur) sélectionne un pinceau d'atomes tandis que les autres 3 sont évacués; une succession de diaphragmes 9 et de pompes différentiels 7 permet d'obtenir un jet collimaté très dense et très monocinétique. Il est le siège d'une séparation transversale en masse. On obtient des jets se propageant jusqu'à Mach 20 et des flux locaux de 10^{18} atomes/s.cm².



Une autre méthode pour obtenir des jets mieux collimatés et plus rapides consiste à produire un faisceau d'ions et à le neutraliser par échange de charge (technique utilisée dans le chauffage des plasmas de Tokamaks). Citons enfin les réseaux de capillaires (multicanaux parallèles) qui peuvent être arrangés de manière à faire une faible focalisation atomique de jets subsoniques.

VI - L'IONISATION

L'ionisation est la perte ou le gain (selon Faraday) d'un ou plusieurs électrons par un atome ou une molécule [http://ipnweb.in2p3.fr/%7edivac/resources_web/Doc.%20Pdf/Procs_ionis.pdf].

Ce peut être le résultat :

- d'une éjection ou d'une capture par perturbation du cortège électronique (e^- , ion, photon, atome). Il existe un seuil au-dessous duquel la perturbation ne produit pas d'effet ;
- d'un échange avec une autre particule ou un ensemble de particules (échange de charge, ionisation de surface ou de champ).

Nous allons distinguer dans les sous-chapitres suivants les théories des ionisations positive et négative.

VI-1 L'IONISATION POSITIVE PAR IMPACT ELECTRONIQUE

C'est la plus communément utilisée dans les sources d'ions positifs, parce que l'électron est une particule dont on produit aisément de forts courants, l'ionisation par les ions se traitant de façon similaire. On ne peut parler d'ionisation sans évoquer les processus intermédiaires induits par une collision inélastique. Les atomes et molécules peuvent exister à l'état fondamental, dissociés, ou dans toute une série d'états "excités" avant, éventuellement, d'être ionisés. Les réactions suivantes pourront être des recombinaisons, échanges de charge, attachement ou détachement, toutes susceptibles d'être caractérisées par une section efficace.

Les états excités ont, le plus souvent, des durées de vie courtes ($\sim 10^{-8}$ s), ce sont des états radiatifs qui se dépeuplent par émission d'un photon, quand la transition n'est pas interdite. Dans ce cas, on a un état métastable de durée de vie relativement longue (plusieurs secondes parfois) qui se désexcite par collision.

L'excitation étant un choc de première espèce, l'électron test doit avoir un minimum d'énergie pour qu'elle se produise, on parle de "seuil de réaction" (comme on parlera de potentiel d'ionisation) à partir duquel la courbe de section efficace en fonction de l'énergie électronique croît plus ou moins lentement jusqu'à un maximum $\sim 10^{-16}$ cm² pour une transition permise, $\sim 10^{-19}$ pour une transition interdite. La diffusion des électrons tend à être isotrope.

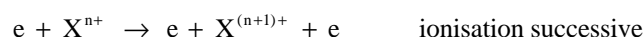
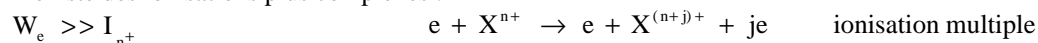
La situation est plus complexe en ce qui concerne les molécules puisqu'elles possèdent des degrés de vibration et de rotation dont les niveaux d'énergie sont quantifiés.

Les gaz et vapeurs usuels (H_2 , O_2 , N_2 , CO , CO_2 , H_2O) ont des seuils de dissociation ~ 5 eV. Les énergies d'excitation des molécules sont de quelques eV. Les excitations de vibration ont des seuils de 0.1 à 0.5 eV, celles de rotation sont inférieures à 0.01 eV. Les **tableaux VI-1-1a, b et c** donnent quelques valeurs de sections efficaces de ces processus.

L'ionisation positive, qui est l'éjection d'un électron lié au cortège de l'atome ou de la molécule d'un corps à l'état fondamental ou excité est, elle aussi, un choc de première espèce qui nécessite que l'électron bombardant ait une énergie cinétique W_e supérieure à l'énergie d'ionisation I de ce corps (Tableau de la **figure VI-1-2**) :



Il existe des ionisations plus complexes :



Commençons par l'ionisation simple. Si nous prenons N_e électrons monocinétiques se déplaçant sur un parcours L dans un gaz à la pression P , ils vont produire N^+ ions de sorte que :

$$N^+ = \sigma n_0 N_e L$$

N_0 étant la densité de neutres. Avec des cm et des mbar, on a :

$$n_0 = 2.65 \cdot 10^{16} P$$

σ est la section efficace de première ionisation.

Atome	Transition	Seuil (eV)	Energie (eV)															
			2	3	5	7	10	14	20	30	50	70	100	140	200	300	500	
H	1s-2s	10.20						1.1	0.65	0.46	0.46	0.47	0.37		0.28		0.11	
	1s-2p	10.20						0.7	3.5	5.3	6.2		5.3		3.9		2.2	
	1s-3p	12.08													1.15		0.7	
	1s-H ⁺	13.60						0.25	3.1	5.3	6.6	6.6	6.1	5.3	4.4	3.2	2.1	
	2s-H ⁺	3.40			230	300	320	275	220	170	115	90						
	2p-H ⁺	3.40			130	260	290	290	185	140	85	65						
Li	2s-2p	1.85	88	290	390													
	2s-Li ⁺	5.39				18.5	42	52	51	43	32	26	22	18	14	11	8	
Na	3s-3p	2.10		100	200	220	240	250	230	210								
	3s-4s	3.19			2	2.8	2.4	2.3	2.3	2								
	3s-Na ⁺	5.14				34	64	74	69	58	45	37	30	24	20	15	10	
	Na ⁺ -Na ⁺⁺	47.29									0.1	0.7	1.5	2.2	2.6	2.7	2.3	
K	4s-4p	1.61	210	420	510	580	610	620	610	560								
	4s-5s	2.61			8.8	7.7	6.1	5.4	5	4.7								
	4s-K ⁺	4.34			25	70	82	72	70	76	64	54	45	39	33	26	18	
	K ⁺ -K ⁺⁺	31.81									6.5	8	8.5	8.5	7.5	6.5	4.7	
Cs	6s-6p	1.39	620	700	860	910	900	870	860	780								
	6s-7s				7.4	6.1	5.7	5.1	4.3	3.7								
	6s-Cs ⁺	3.89			28	57	72	97	86	97	85	77	68	60	50	40	28	
	6s-Cs ⁺⁺	25.1									10		13		10		6.5	
Hg	6 ¹ S ₀ - 6 ³ P ₀	4.67				2.3	0.9											
	6 ¹ S ₀ - 6 ³ P ₁	4.89			8.5	7.0	3.5	3.0	2.5									
	6 ¹ S ₀ - 6 ³ P ₂	5.56				8.4	6.1											
	6 ¹ S ₀ - 6 ¹ P ₁	6.70				0.68	6.3	9.5	7.9	4.3								
	6 ³ P ₀ - 7 ³ S ₁	2.84					31											
	6 ¹ S ₀ - Ilg ⁺	10.43							31	47	55	54	49	43	46	30		
	6 ¹ S ₀ - Hg ⁺⁺	18.75						15			4.0	6.3	8.5	8.1	6.7	5.4		
	6 ³ P ₀ - Hg ⁺⁺	5.76				30			60	85	90	85	75					
N	2 ⁰ S _{1/2} - ion	14.54							2.8	6.2	11.6	14.2	15.1	14.5	12.8	10.3	7.2	
O	2 ³ P ₂ - ion	13.61							5.4	10	13.5	15	15	14	13	10.5	7.5	
He	1 ¹ S ₀ - 2 ³ S ₁	19.82							0.30									
	1 ¹ S ₀ - 2 ¹ S ₀	20.61							0.10									
	1 ¹ S ₀ - 2 ³ P	20.96							0.25									
	1 ¹ S ₀ - 2 ¹ P ₁	21.20							0.25									
	1 ¹ S ₀ - 3 ³ S ₁	22.71								0.065	0.041	0.016	0.008		0.004			
	1 ¹ S ₀ - 3 ¹ S ₀	22.81								0.008	0.043	0.035	0.028		0.018	0.015	0.012	
	1 ¹ S ₀ - 3 ³ P	23.00								0.043	0.055	0.027	0.013		0.004			
	1 ¹ S ₀ - 3 ¹ P									0.090	0.21	0.29	0.32		0.29	0.24	0.18	
	2 ¹ S - 2 ³ S ₁	0	2600															
	1 ¹ S ₀ - He*	19.82							0.26	1.05								
	1 ¹ S ₀ - He ⁺	24.58								0.8	2.4	3.2	3.7	3.7	3.3	2.8	2.0	
	2 ³ S ₁ - He ⁺	4.76					42	56	65	56	44							
	2 ¹ S ₀ - He ⁺	3.97					63	81	89	73	57							
	2 ³ S ₁ - total		1950	1850	1950	1600	1300											
Ne	2 ¹ S ₀ - Ne ⁺	21.56								1.2	3.5	5.3	6.9	7.9	8.0	7.3	5.7	
A	3 ¹ S ₀ - A ⁺	15.76							7	20	29	31	29	27	24	19	14	
Kr	4 ¹ S ₀ - Kr ⁺	14.00							15	32	44	45	44	41	35	29	21	
Xe	5 ¹ S ₀ - Xe ⁺	12.13						9	31	55	59	55	50	44	38	30	20	

Tableau VI-1-1a - Collisions électron-atome. Sections efficaces de collision inélastique (excitation et ionisation) en 10⁻¹⁷ cm² en fonction de l'énergie (en eV).

Molécule	Transitions	Seuil (eV)	Energie (eV)								
			2×10^{-3}	5×10^{-3}	10^{-2}	2×10^{-2}	5×10^{-2}	10^{-1}	2×10^{-1}	5×10^{-1}	1
H ₂	0-2	$4,5 \times 10^{-2}$	0	0	0	0	2,7	6,6	8,7	11,8	14,7
	1-3	$7,4 \times 10^{-2}$	0	0	0	0	0	2,9	4,7	6,7	8,8
	2-4	$10,4 \times 10^{-2}$	0	0	0	0	0	0	3,5	5,6	7,5
	3-5	$13,4 \times 10^{-2}$	0	0	0	0	0	0	2,6	4,9	6,7
	2-0	0	6,7	4,4	3,2	2,5	1,9	1,7	1,5	1,4	1,4
	3-1	0	11	7,1	5,2	3,9	2,9	2,3	2	1,9	1,9
N ₂	0-2	$1,5 \times 10^{-3}$	18	24	25	20	15	14	50	500	5 000
	1-3	$2,5 \times 10^{-3}$	0	—	15	11	8	7	30	300	3 000
	10-12	$11,5 \times 10^{-3}$	0	0	5	7	6	5	24	220	2 200
	20-22	$21,3 \times 10^{-3}$	0	0	0	5	5	4	22	200	2 000
	2-0	0	10	8,6	8,1	7,8	7,7	7,6	7,6	7,6	—
	3-1	0	14,6	11,9	10,9	10,3	10	9,8	9,7	9,7	—
	10-8	0	31	21,8	17,8	15,5	14	13	13	13	—
	20-18	0	43,8	29,5	22,9	18,8	15,8	14,6	14	14	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O ₂	1-3	$1,8 \times 10^{-3}$	0,6	0,5	4	30	120	800	2 500	7 000	10 000
	3-5	$3,2 \times 10^{-3}$	0,4	0,5	3	20	80	600	2 300	5 500	8 000
	9-11	$7,5 \times 10^{-3}$	0	0	—	14	60	500	2 100	4 500	7 500
	21-23	16×10^{-2}	0	0	0	5	40	400	2 000	4 000	7 000
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	3-1	0	1	0,8	—	—	0,7	—	—	—	—
	11-9	0	2	1,5	1,2	1,1	—	1	—	—	—
	21-19	0	2,8	2	1,5	1,3	1,1	—	1	—	—

Tableau VI-1b - Collisions électron-molécule. Sections efficaces (en 10^{-18} cm²) d'excitation et de désexcitation des rotations en fonction de l'énergie (en eV).

Molécule	Transition	Seuil (eV)	Energie (eV)														
			1	1,4	2	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	2,6	2,7	3	5	7	10	14
H ₂	0-1	0,516		28	54	57				47			42	40	17		
N ₂	0-0	0		9	73	35	73	112	80	32	20	27	10	< 1			
	0-1	0,29	0,8	7	132	46	163	123	46	86	104	27	43	< 1			
	0-1			< 1	152	148	62	60	139	114	31	49	4	< 1			
	0-3			< 1	75	141	169	95	29	77	117	64	40	< 1			
	0-4			< 1	16	46	110	130	71	20	31	60	16	< 1			
	0-5				< 1	20	46	77	104	101	51	27	42	< 1			
	0-6						< 1	11	37	60	60	37	16	< 1			
	0-7							< 1	7	18	29	44	33	< 1			
	0-8									< 1	7	11	15	< 1			
	$0-\sum_{n=1}^8 n$			10	280	240	270	310	290	260	220	190	100				

Tableau VI-1c - Collisions électron-molécule. Sections efficaces (en 10^{-18} cm²) d'excitation des vibrations en fonction de l'énergie (en eV).

GROUP I A		Tableau VI-1-2						VIII A
1 H 13.595 0.7542		II A	III A	IV A	V A	VI A	VII A	2 He 24.58 0.078
3 Li 5.39 0.620	4 Be 9.32 < 0	5 B 8.30 0.28	6 C 11.26 1.268	7 N 14.54 < 0	8 O 13.61 1.462	9 F 17.42 3.399	10 Ne 21.56 < 0	
11 Na 5.14 0.548	12 Mg 7.64 < 0	13 Al 5.98 0.46	14 Si 8.15 1.385	15 P 10.55 0.743	16 S 10.36 2.0772	17 Cl 13.01 3.615	18 Ar 15.76 < 0	
19 K 4.34 0.5012	20 Ca 6.11 < 0	21 Ga 6.00 0.3	22 Ge 7.88 1.2	23 As 9.81 0.80	24 Se 9.75 2.0206	25 Br 11.84 3.364	26 Kr 14.00 < 0	
37 Rb 4.18 0.4860	38 Sr 5.69 < 0	49 In 5.78 0.3	50 Sn 7.34 1.25	51 Sb 8.64 1.05	52 Te 9.01 1.9708	53 I 10.45 3.061	54 Xe 12.13 < 0	
55 Cs 3.89 0.4715	56 Ba 5.21 < 0	81 Tl 6.11 0.3	82 Pb 7.41 1.1	83 Bi 7.29 1.1	84 Po 8.43 1.9	85 At 9.5 2.8	86 Rn 10.74 < 0	

III B	IV B	V B	VI B	VII B	VIII B			I B	II B
21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn
6.56	8.83	6.74	6.76	7.43	7.90	7.88	7.63	7.72	9.39
< 0	0.2	0.5	0.66	< 0	0.25	0.7	1.15	1.226	< 0
39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd
6.5	6.95	6.77	7.18	7.28	7.36	7.48	8.33	7.57	8.99
< 0	0.5	1.0	1.0	0.7	1.1	1.2	0.6	1.303	< 0
57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy
5.61	7.	7.88	7.98	7.87	8.7	9.	8.96	9.22	10.43
0.5	< 0	0.6	0.6	0.15	1.1	1.6	2.128	2.3086	< 0

*METASTABLE

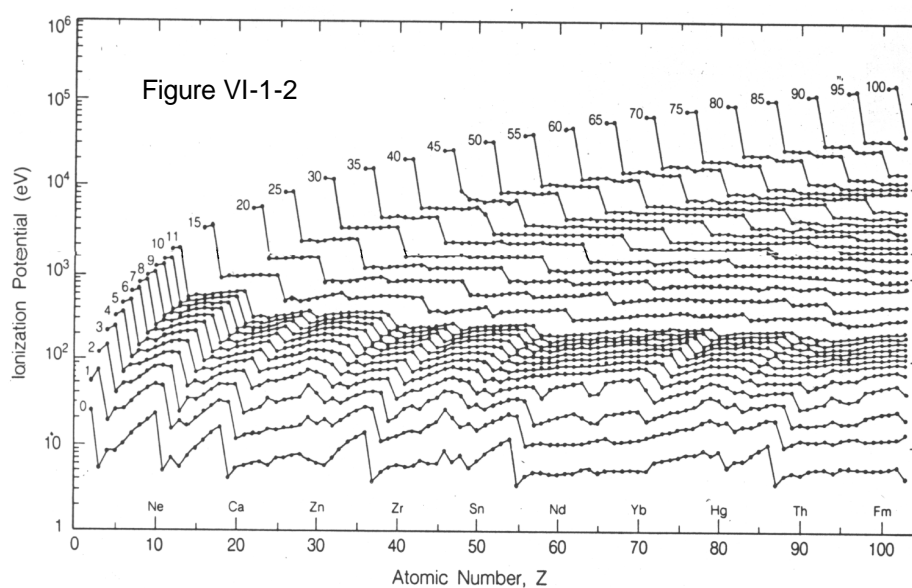


Figure 1 consists of two plots, (a) and (b).

Plot (a) shows the ionization cross-section σ in units of 10^{-16} cm^2 versus electron energy E_e in eV. The x-axis ranges from 0 to 150 eV, and the y-axis ranges from 0 to 4. Curves are shown for Ar, N_2 , H_2 , Ne, and He. Ar has the highest cross-section, peaking at approximately 4.2 around 100 eV. N_2 peaks at approximately 3.3 around 100 eV. H_2 peaks at approximately 1.2 around 100 eV. Ne and He have much lower cross-sections, peaking at approximately 0.8 and 0.4 respectively around 100 eV.

Plot (b) shows the ionization coefficient S_e in units of $\text{cm}^{-1} \cdot \text{torr}$ versus electron energy W_e in eV on a log-log scale. The x-axis ranges from 10^{-1} to 10^4 eV, and the y-axis ranges from $3 \cdot 10^{-2}$ to 10 . Curves are shown for Xe, Kr, Hg, Ne, H_2 , He, and H. Xe, Kr, and Hg have the highest ionization coefficients, peaking at approximately 10 around 100 eV. Ne peaks at approximately 5 around 100 eV. H_2 peaks at approximately 2 around 100 eV. He and H have the lowest ionization coefficients, peaking at approximately 0.5 and 0.2 respectively around 100 eV.

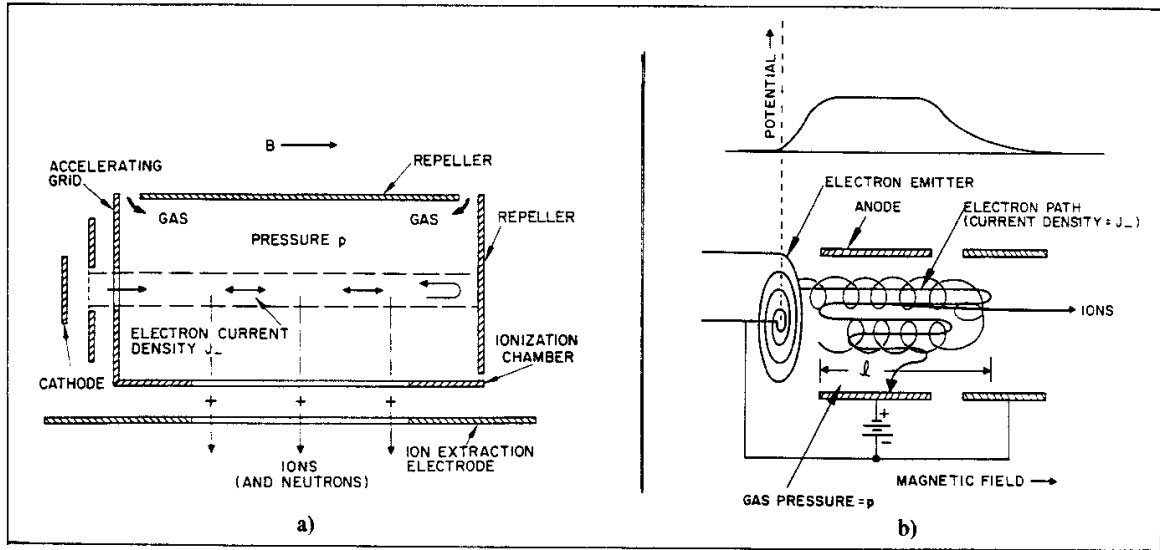


Figure VI-1-4 - Principe d'une source d'ions.

$\langle N_e L \rangle$ étant une valeur moyenne, sachant que les électrons peuvent ne pas être monocinétiques. Les sections efficaces sont, par exemple, déduites de l'extension de la formule de Lötzt :

$$\sigma_{i \rightarrow i+1} = \frac{4.5 \cdot 10^{-14}}{W_e} \sum_i \frac{q_i}{I_i} \ln \frac{W_e}{I_i}$$

qui exprime que les q_i électrons d'une sous-couche nl restant du cortège participent à la production de l'ion $i+1$ fois chargé avec une probabilité liée au potentiel d'ionisation I_i de l'électron le moins lié de cette sous-couche (courbe de la **figure VI-1-2**). On obtient l'expression d'un temps τ requis pour obtenir une charge Z_i tel que :

$$n_e \tau = \sum_{K=0}^{Z_i-1} \frac{1}{\langle \sigma_{K \rightarrow K+1} v \rangle}$$

Si les électrons sont monocinétiques, on prend parfois :

$$j\tau = N_e v \tau$$

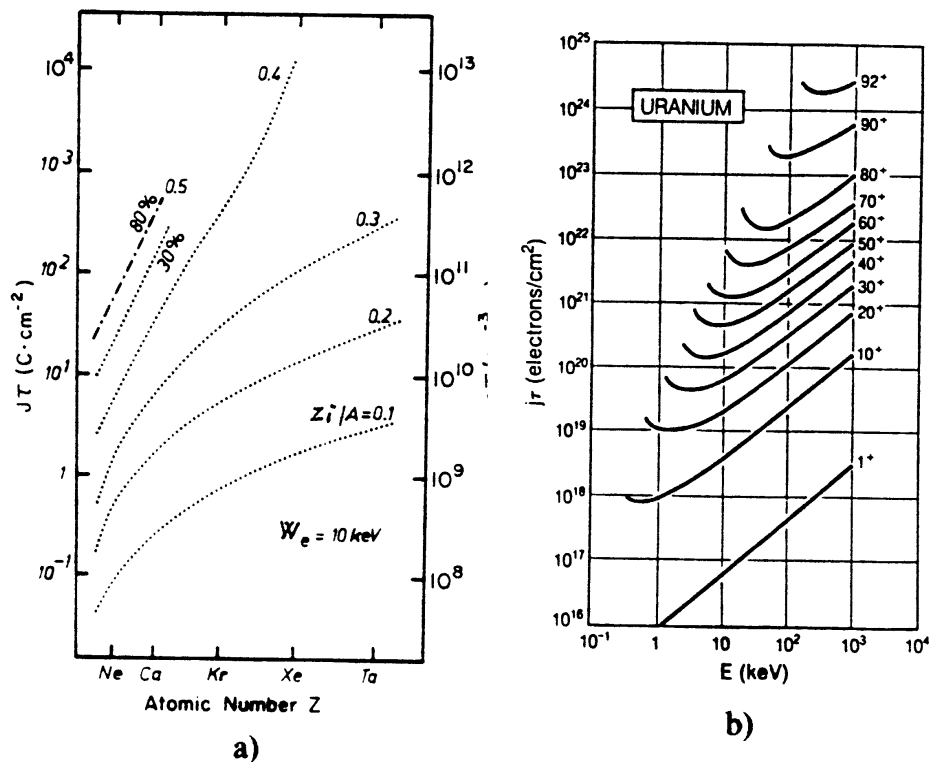


Figure VI-1-5 - Variation du facteur d'ionisation multiple.

La courbe de la **figure VI-1-5a** montre, à $W_e = 10 \text{ keV}$, $J \text{ (A.cm}^{-2}\text{)}\tau$ et $n_e \tau$ nécessaires pour obtenir n'importe quel Z_i/A et la **figure VI-1-5b**, dans le cas de l'uranium, le $j\tau \text{ (el.cm}^{-2}\text{)}$ nécessaire pour produire les charges successives. On en déduit que pour obtenir un ion complètement épluché, il faut avoir :

$$J\tau \approx 0.0018 Z_i^4 \left[\text{Cb.cm}^{-2} \right]$$

On comprend que l'enjeu des sources d'ions multichargés est d'obtenir des densités d'électrons très énergiques élevées en maintenant les ions sous le bombardement, sans perte avec le temps (problème d'une structure confinante). Il ne faut pas conclure que l'ionisation successive est la seule responsable de l'obtention de charges élevées, l'ionisation directe peut amener une contribution compétitive au niveau des bas états de charges (cas des PIG et des duoplasmatrons). Les recombinaisons radiatives ou par échange de charges introduisent des termes de correction dans les équations précédentes qui, en gros, accroissent τ d'autant plus qu'ils sont importants.

VI-2 L'IONISATION DE SURFACE

L'ionisation positive ou négative de la majorité des éléments peut se faire s'ils interagissent avec une surface métallique. Nous avons vu dans les paragraphes précédents la définition du travail de sortie ϕ d'un métal. L'adsorption d'un gaz par une surface métallique modifie son travail de sortie (activation et contamination). Il peut y avoir échange d'un électron entre la surface et l'atome ; si, en outre, la surface métallique est à haute température, l'ion peut être désorbé selon la valeur de ϕ du métal. Deux cas peuvent se produire :

- ϕ est plus grand que le potentiel d'ionisation I de l'atome adsorbé. Le puits de potentiel de l'atome (**Figure II-1-1**) est déformé par les électrons du métal et un électron de valence peut être transféré par effet tunnel vers le métal, il y a formation d'un ion positif.

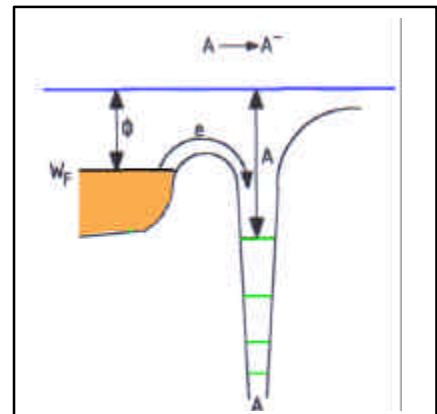
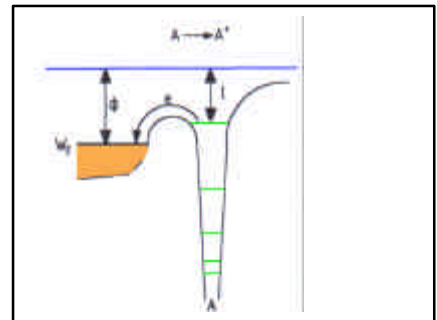
- $\phi < I$. C'est l'inverse qui se produit et il y a formation d'un ion négatif.

Ces considérations sont simplifiées puisque l'on sait que ϕ dépend du taux de couverture de la surface, en particulier il y a un fragile équilibre à trouver entre le taux d'arrivée des neutres, la température de surface (qui gouverne la désorption) et la stabilité de production des ions. On verra dans la mise en oeuvre pratique que la notion de surface métallique agissante devient floue puisque, dans certains cas, elle se réduit à des granules, résultats d'une pulvérisation.

La production d'ions est régie par la loi de Saha-Langmuir :

$$\frac{N^+}{N_0} = \frac{g^+}{g_0} \exp \left[e(\phi - I) / kT \right] \quad \text{et} \quad \frac{N^-}{N_0} = \frac{g^-}{g_0} \exp \left[e(A - \phi) / kT \right]$$

A étant l'affinité électronique et g_0 , g^+ , g^- les poids statistiques des atomes neutres adsorbés et des ions produits (rappelons que $g = 2J + 1$). Les courbes de la **figure VI-2-1** montrent les variations d'émission d'ions en fonction de I et de A . On voit que l'efficacité d'ionisation est très élevée. On comprend ainsi la conception des sources d'ions positifs à ionisation de surface qui utilisent des matériaux réfractaires à fort travail de sortie (rhénium, osmium, iridium, platine, tungstène) particulièrement efficaces sur les alcalins à I faible et celles produisant des ions négatifs où un dépôt de césium (faible ϕ) favorise la production d'ions d'halogènes (fluor, chlore, brome, iode) à forte affinité électronique. Il existe une température T_c en dessous de laquelle le taux de couverture augmente brutalement, ce qui affecte ϕ , et où la désorption des neutres prédomine (**Figure VI-2-2**). Pratiquement, ce type d'ionisation est très intéressant car l'arrangement de source peut être très dépouillé pour une efficacité de simple ionisation proche de 1, stable dans une large gamme de températures supérieures à la température critique. La faible dispersion en énergie des ions formés ($< 1 \text{ eV}$) permet d'avoir d'excellentes émittances initiales. L'inconvénient majeur est que la surface chaude est très sensible à la contamination par des dépôts de matériaux à ϕ faible (ce que l'on appelle l'activation des sources thermoélectroniques!).



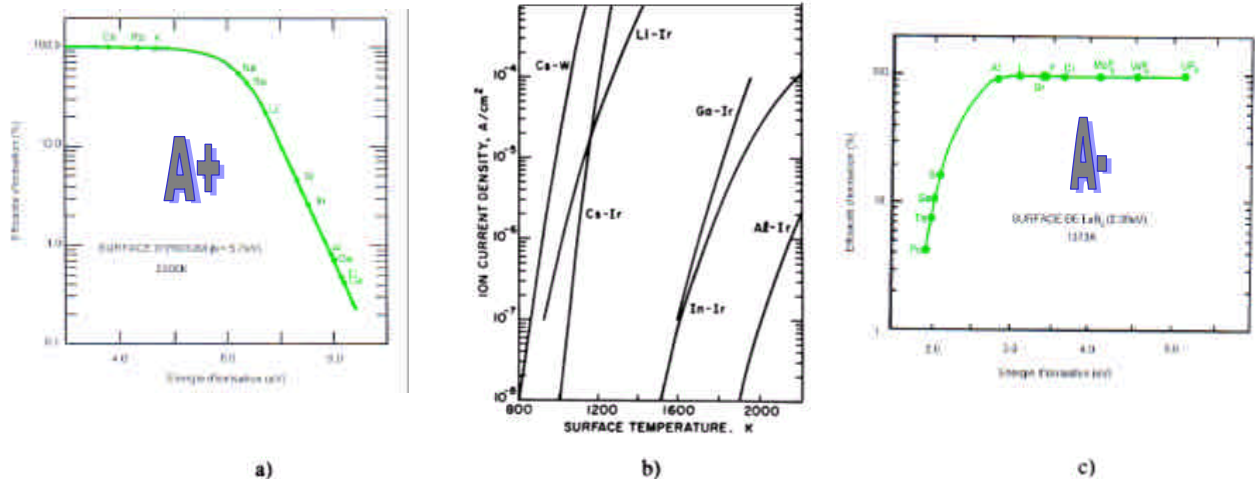


Figure VI-2-1 - Variations des efficacités d'ionisation de surface γ et γ_0 avec I , A et ϕ .

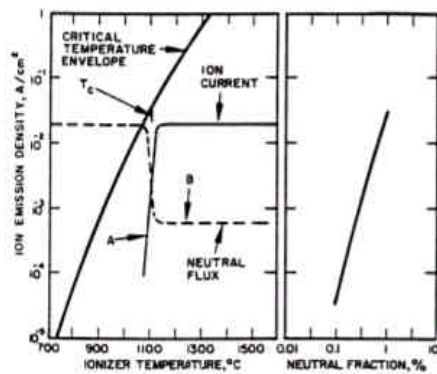


Figure VI-2-2 - Effet de la température de surface.

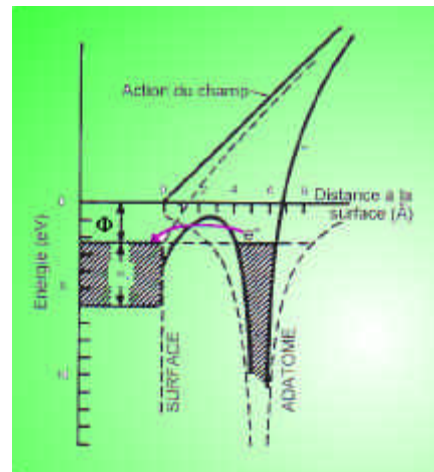


Figure VI-3-1

VI-3 L'IONISATION DE CHAMP

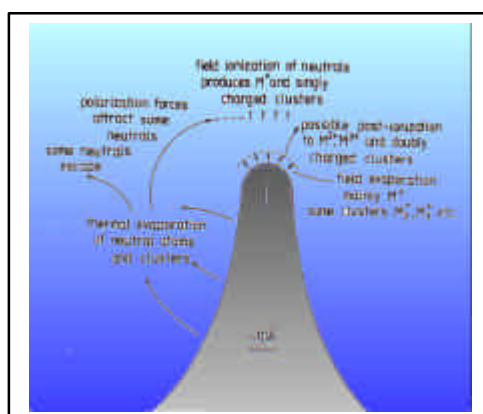


Figure VI-3-2

Si le champ est très élevé, toute particule proche de la pointe ou passant à proximité est ionisée. Ce processus est l'émission de champ d'ions monochargés. Sur la **figure VI-3-2** sont indiqués d'autres effets d'un champ fort : émission d'agrégats (clusters) mono ou multichargés, émission de neutres (évaporation de champ), post-multi-ionisation. Si S est la surface apparente active de la pointe, on peut exprimer le nombre d'ions monochargés extraits par :

$$N^+ = \frac{SP}{\sqrt{2\pi kTM}}$$

Les courants obtenus sont faibles ($\approx \mu A$ / mbar) mais la brillance est très élevée ($>10^7 A.cm^{-2}.srd^{-1}$) ce qui rend très attractives les sources basées sur ce type d'ionisation pour des applications fines (analyse de surface, microlithographie).

VI-4 LA PHOTOIONISATION

C'est l'éjection d'un électron lié par un photon. L'énergie $h\nu$ de ce dernier doit être telle que :

$$h\nu \geq I \quad \rightarrow \quad \lambda_0 \leq \frac{12345}{I}$$

Notons que la photoionisation peut être précédée d'une photoexcitation à seuil plus bas. Si le flux photonique est très important, il peut y avoir une multi-photoionisation par absorption de plusieurs photons d'énergie inférieure au seuil.

L'avènement des lasers puissants accordables a permis le développement de ce mode d'ionisation. Un exemple de la variation de la probabilité d'ionisation en fonction de l'énergie photonique est donné sur la **figure VI-4-1**. Juste après le seuil, elle décroît, ce qui est différent de l'ionisation par bombardement. A noter que les sections efficaces sont très faibles. La possibilité d'ioniser par étapes, c'est-à-dire de produire l'ion en excitant l'atome par une ou plusieurs radiations, correspond exactement à des changements précis de niveaux dans l'atome (photoexcitation résonante) et, en ionisant l'atome excité par une autre radiation permet d'ioniser sélectivement un isotope déterminé d'un corps ou un degré précis d'agrégat. Cette sélectivité est l'intérêt principal de cette voie d'ionisation.

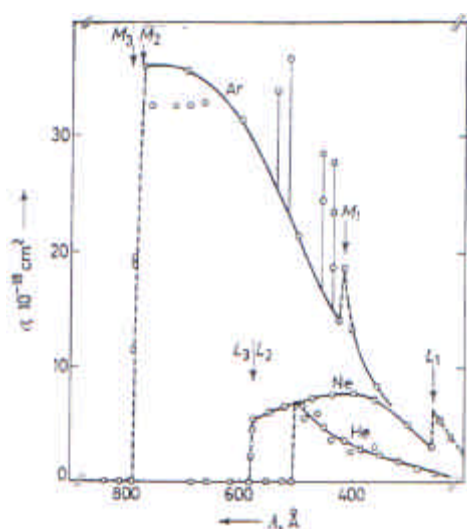
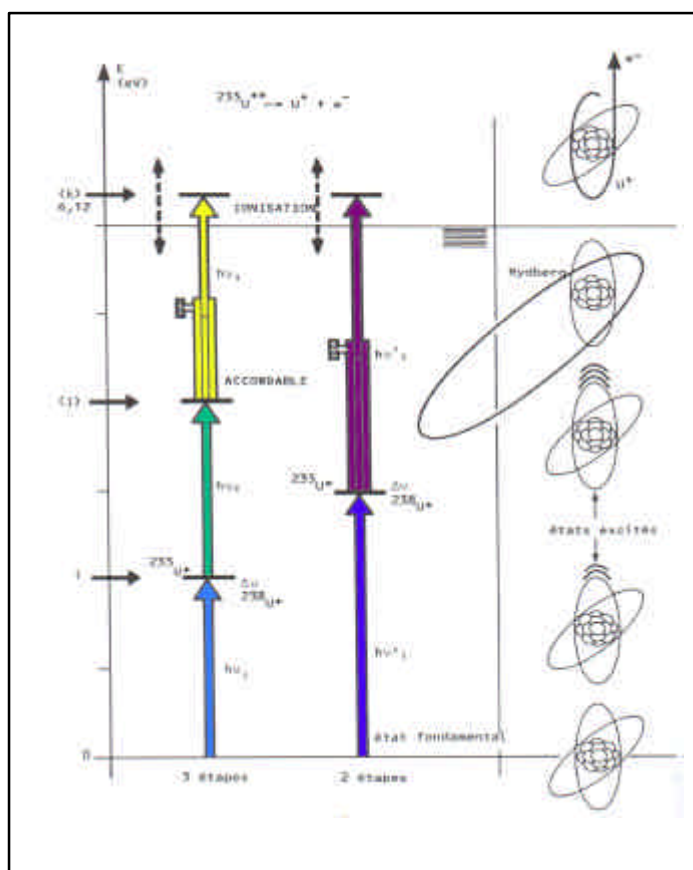


Figure VI-4-1



VI-5 L'ECHANGE DE CHARGE

Quand un ion énergétique passe à travers la matière, plusieurs processus peuvent intervenir en fonction de la vitesse de l'ion et de la densité de la matière traversée. A faible vitesse, il peut y avoir neutralisation de l'ion positif ou sa conversion en ion négatif. La **figure VI-5-1** montre ce qu'il advient d'un faisceau de H^+ de 100 mA passant dans différents gaz en se neutralisant ou en donnant des H^- . On voit qu'il y a une forte neutralisation en deçà de 20 keV, énergie qui correspond au maximum de production de H^- . La **figure VI-5-2** montre que la production d'ions négatifs est fortement augmentée (de 3% \rightarrow 40%) au passage à travers des vapeurs d'alcalins ou d'alcalino-terreux qui sont donneurs d'électrons (importance particulière du césium qui est très volatil). La neutralisation des ions négatifs intervient à des énergies plus élevées (**Figure VI-5-3**), c'est la raison du développement très important des sources très intenses de H^- et D^- dont les faisceaux neutralisés à haute énergie permettent le chauffage des plasmas de Tokamaks.

A plus forte énergie, et quel que soit le type d'ion, la traversée de la matière "épluche" plus ou moins l'ion de son cortège (stripping) pour le transformer en ion multichargé. La **figure VI-5-4** montre la distribution de charges de l'iode à 110 MeV passant dans différents gaz. On obtient U^{92+} par cette voie moyennant l'utilisation d'un synchrotron de l'ampleur du Bevalac! Il est évident que l'épaisseur de matière traversée joue un rôle fondamental sur le résultat de l'échange de charges.

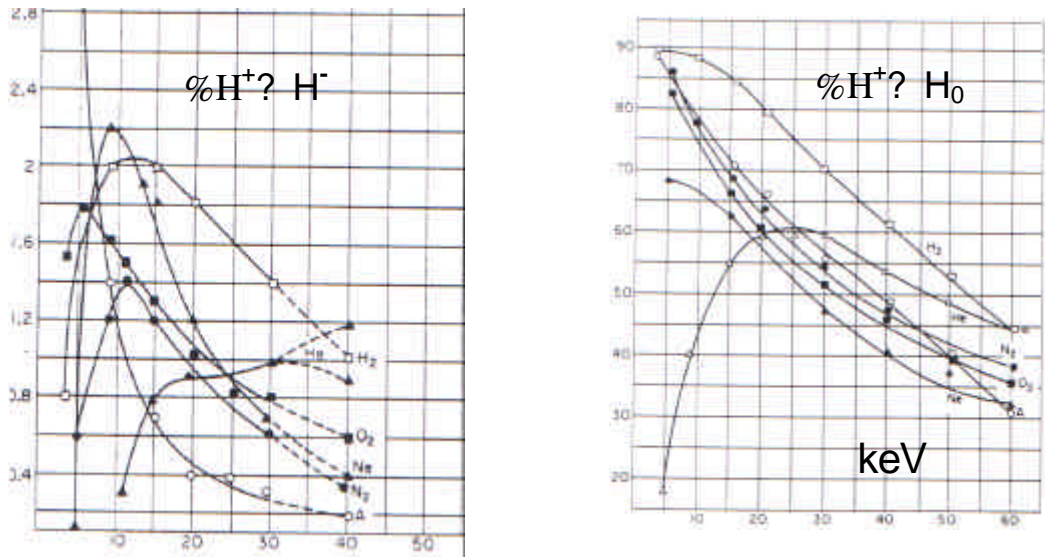


Figure VI-5-1

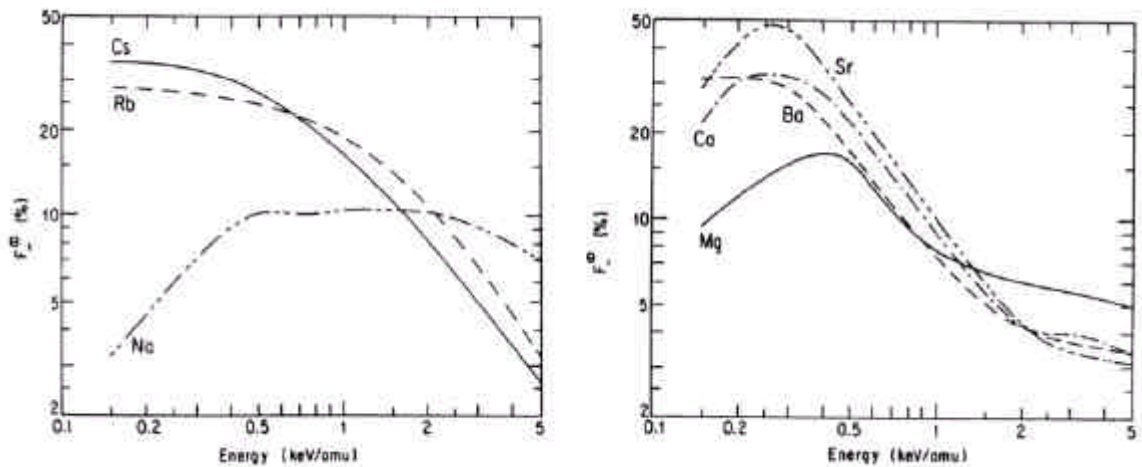


Figure VI-5-2

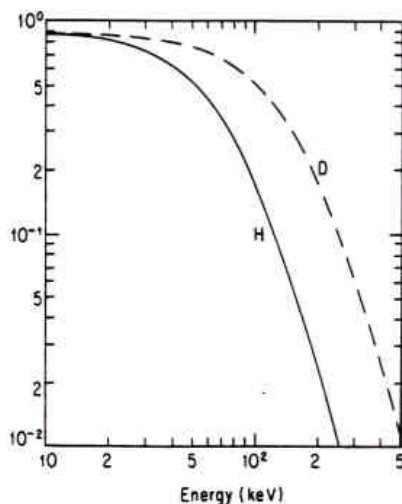


Figure VI-5-3

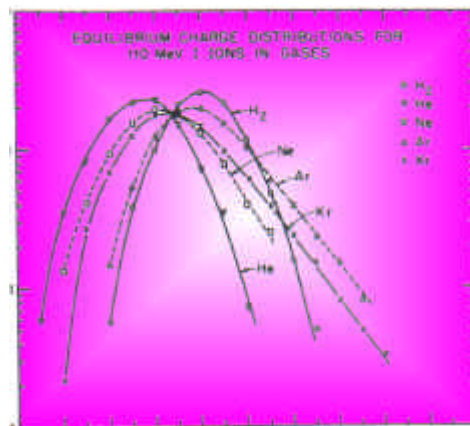


Figure VI-5-4

VI-6 LA PRODUCTION D'IONS NEGATIFS PAR ATTACHEMENT

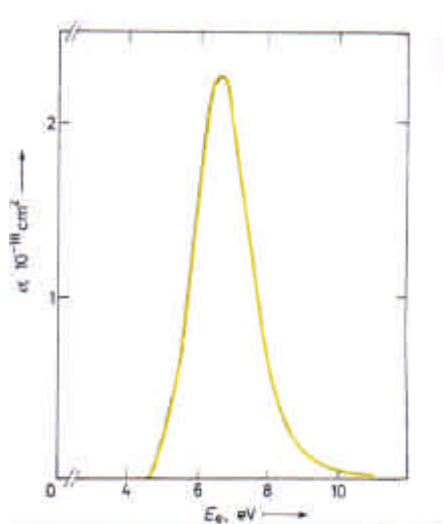
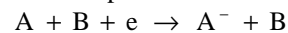


Figure VI-6-1

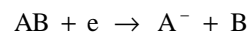
On parle aussi d'ionisation en volume ou par impact électronique : c'est la capture d'un électron par un atome. Elle est exothermique et favorisée par les corps à forte affinité électronique (halogènes). Elle intervient dans les milieux à forte densité d'électrons lents (décharges denses à basse température, donc à faible tension d'arc). Les processus les plus importants sont :

- la collision à trois corps



le troisième corps intervenant pour le transfert du supplément cinétique dégagé par la réaction ;

- l'attachement dissociatif qui intervient particulièrement sur des états vibrationnels hautement excités de la molécule



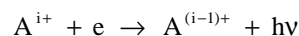
Pour l'oxygène, la **figure VI-6-1** montre les variations de la section efficace de ce processus en fonction de W_e (notez qu'elle est 10 fois plus faible que $\sigma_{0 \rightarrow 1+}$). On comprend pourquoi les paramètres de décharge doivent être optimisés pour éviter tout accroissement de l'énergie des électrons.

VI-7 LES PROCESSUS DESTRUCTIFS

C'est la perte de l'ionisation. Nous ne ferons que citer les plus importants.

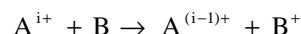
Pour les ions positifs :

- La recombinaison radiative



Les sections efficaces sont de l'ordre de $10^{-21} \div 10^{-20} \text{ cm}^2$ pour des électrons thermiques ; elles chutent à 10^{-22} cm^2 pour $W_e \approx 5 \text{ eV}$.

- L'échange de charges

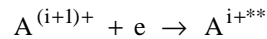


Pour des énergies inférieures à 25 keV/nucléon, la section efficace peut être représentée par la formule empirique (à 30% près) :

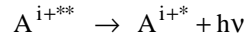
$$\sigma_{i \rightarrow i-1} = 1.43 \cdot 10^{-12} \cdot i^{1.17} \cdot I^{-2.76}$$

I étant le potentiel d'ionisation du gaz résiduel. Cette section efficace est de quatre ordres de grandeur supérieure à celle d'ionisation, et l'on comprend de ce fait la multiplication des états des ECRIS et la modestie des performances des PIG en ions multichargés.

- Les mécanismes de recombinaison diélectronique sont importants dans les plasmas chauds de faible densité (plasmas coronaux). A la suite d'une collision, un ion peut se trouver dans un état doublement excité et perdre une charge

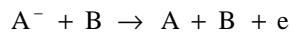


puis se désexciter radiativement sans auto-ionisation



Pour les ions négatifs :

- Le détachement collisionnel



dont la section efficace présente un maximum mou entre 400 eV et 10 keV, de valeur supérieure à 10^{-15} cm^2 , soit environ 1000 fois celle du processus d'attachement (**Figure VI-7-1**).

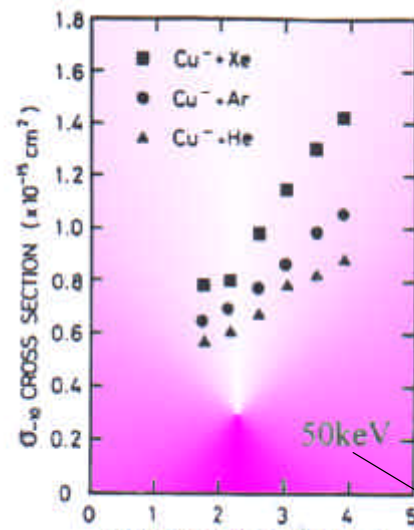


Figure VI-7-1

VII - LE PLASMA - LA DECHARGE

On appelle plasma, au sens large, un mélange quaternaire

- de molécules ou atomes neutres de masse M et de densité volumique n_0 ;
- d'électrons de masse m et de densité n_e ;
- d'ions positifs de masse M et de densité n^+ ;
- d'ions négatifs de masse M et de densité n^- .

Nous nous limiterons à la considération des plasmas tels que :

$$n_e \cong n^+ \text{ et } n^- \ll n^+$$

Il est, par ailleurs, hors du propos de ce cours de faire une théorie poussée -si tant est qu'il en existe une- nécessitant des considérations mathématiques abstruses.

Commençons par définir le taux d'ionisation α :

$$\alpha = \frac{n^+}{n^+ + n_0}$$

qui permet de distinguer des plasmas :

- faiblement ionisés $10^{-9} < \alpha < 10^{-4}$

dans lesquels les électrons et les ions se déplacent dans une collection de neutres. Les collisions électron- ou ion-neutre déterminent la dynamique des particules chargées (Cf. **Tableau XIII-1**, cas de l'ionosphère).

- Fortement ionisés $10^{-4} < \alpha < 1$

a) non collisionnels, ce sont des plasmas dilués où λ est suffisamment grand pour que le mouvement des particules chargées soit régi par les champs externes (couronne solaire...) ;

b) collisionnels, les phénomènes collectifs déterminent la dynamique du plasma (plasmas produits par laser, explosion nucléaire...).

Les décharges rencontrées dans les sources sont généralement telles que $10^{-5} < \alpha < 0.1$. Au sens strict, un plasma est tel que $\alpha = 1$, sa tendance aux oscillations rappelle celle d'un mélange gélatineux, d'où son nom.

[Consulter *J.L. Delcroix en particulier dans Techniques de l'Ingénieur D320*].

VII-1 LES DISTRIBUTIONS

Un plasma en équilibre, non soumis à des forces extérieures, est tel que ses particules possèdent une distribution de vitesses isotrope, semblable à celle que possèdent les molécules d'un gaz, distribution dite de Maxwell-Boltzmann. En trois dimensions, la fonction $f(v)$ décrit le nombre de particules dn dans l'intervalle de vitesses $v, v + dv$:

$$dn = f(\vec{v})d\vec{v} \rightarrow n = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{v})d\vec{v}$$

Par exemple, pour les électrons, on a :

$$f(v_x, v_y, v_z) = n_e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / kT \right]$$

pour une dimension, on a :

$$f(v_x) = n_e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp(-mv_x^2 / 2kT)$$

On en déduit naturellement la distribution en énergie :

$$f(W) = n_e \left(\frac{4}{\pi} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} W^{1/2} e^{-W/kT}$$

L'énergie moyenne d'une particule est :

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT$$

d'où :

$$\overline{W}_x = \overline{W}_y = \overline{W}_z = \frac{1}{2} kT$$

Les vitesses moyenne, quadratique moyenne et la plus probable d'une particule sont, respectivement :

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}, v_{rms} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2} \text{ et } v = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

D'où les graphes de la **figure VII-1-1**.

Lorsque l'on chauffe un gaz à une température élevée ($\geq 10^4$ K), les électrons les plus énergiques des distributions précédentes peuvent devenir ionisants. L'équilibre thermodynamique est atteint quand cette ionisation est balancée par les recombinaisons. Cet état d'équilibre d'ionisation thermique est décrit par la loi de Saha :

$$\frac{n_e n^+}{n_0} = \frac{g_e g^+}{g_0} \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} \exp \left(-\frac{eI}{kT} \right)$$

g_e, g^+ et g_0 étant les poids statistiques respectifs de l'électron (2), de l'ion et de l'atome neutre. C'est la formule utilisée pour décrire l'ionisation de surface. L'ionisation peut être multiple comme le montre la **figure VII-1-2**, dans de nombreux cas, elle est produite par un champ électrique extérieur et le plasma n'est pas en équilibre thermodynamique, il est alors nécessaire de faire une distinction entre $T = T_e, T^+$ et T_0 . Par exemple, dans une source à décharge, on a typiquement $T_0 \cong T^+ \cong 300$ K et $T \cong 5 \cdot 10^4$ K. On peut classer les différents plasmas en équilibre dans un diagramme n_e, T (**Figure XIII-1**). Rappelons que $1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4$ K.

VII-2 L'EFFET D'ECRAN

Prenons un plasma monodimensionnel et un ion au centre de ce plasma autour duquel on va exprimer la variation de potentiel V dont l'origine sera prise à 0, près de l'ion, où :

$$n_e = n^+ = n^*$$

en tous points, on a :

$$n_e = n^* \exp(-eV/kT)$$

formule déduite de la distribution en énergie.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon_0} \rightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n^+ - n_e)$$

si $eV/kT \ll 1$
d'où l'on tire :

$$\exp(eV/kT) \approx 1 + eV/kT$$

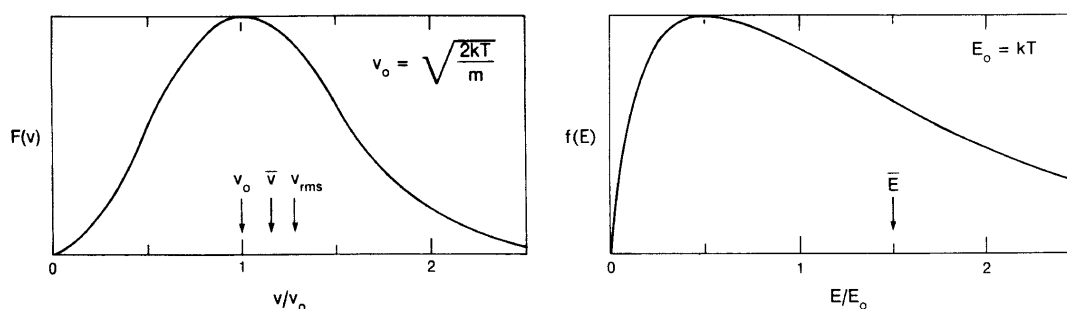


Figure VII-1-1 - Distributions de Maxwell-Boltzmann.

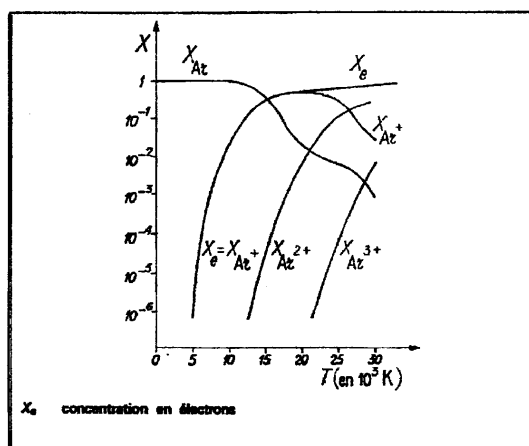


Figure VII-1-2 - Taux d'ionisation thermique du xénon.

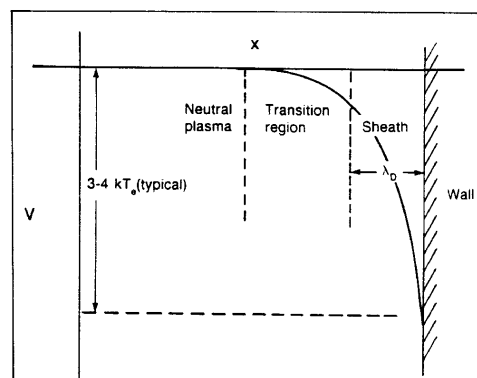


Figure VII-3-1 - Schéma de gaine anodique.

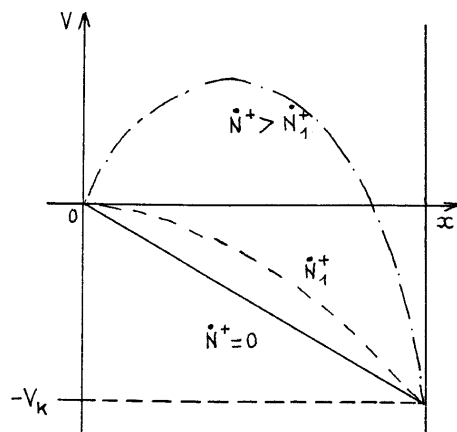


Figure VII-3-2 - Variations de potentiel A-K dans un plasma.

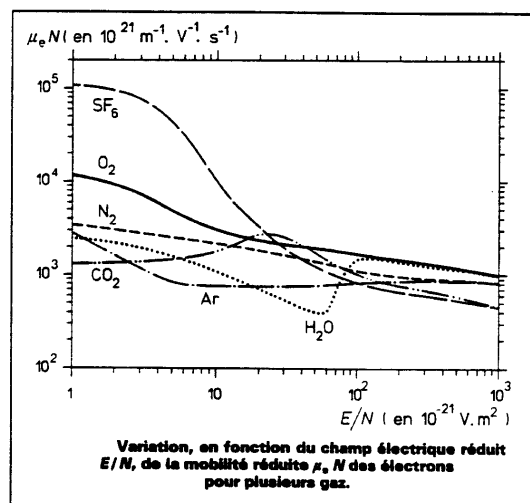


Figure VII-4-1

Mobilité réduite des électrons et des ions positifs dans différents gaz (1).		
Gaz	$\mu_e N$ en $10^{21} \text{ m}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\mu_p N$ en $10^{21} \text{ m}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Ar	$2,75 \cdot 10^3$	$3,29 (\text{Ar}^+)$
N ₂	$3,44 \cdot 10^3$	$5,24 (\text{N}_2^+)$
O ₂	$1,17 \cdot 10^4$	$2,73 (\text{O}_2^+)$

(1) $E/N = 10^{-21} \text{ V} \cdot \text{m}^2$
Température du gaz neutre: 273 K.

Tableau VII-4-2

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \left(\frac{n \cdot e^2}{\epsilon_0 k T} \right) V$$

dont la solution est de la forme :

$$V \propto \exp(\pm x / \lambda_D) \text{ avec } \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n \cdot e^2}} \quad \text{longueur de Debye.}$$

Le potentiel autour de l'ion est atténué exponentiellement d'autant plus vite que la densité de charge est élevée. λ_D définit la distance au-delà de laquelle un potentiel statique appliqué commence à ne plus avoir d'influence sur le comportement du plasma.

En unités pratiques
$$\lambda_{D[\text{cm}]} = 745 \left[T_{[\text{eV}]} / n_{[\text{cm}^{-3}]} \right]^{1/2}$$

Par exemple, dans une source PIG :

$$\text{si } T \approx 5 \text{ eV}, n \approx 10^{12} \rightarrow \lambda_D \approx 0.002 \text{ mm}$$

Au sens strict, la définition d'un plasma comprend la condition que la longueur de Debye soit inférieure aux dimensions externes de celui-ci. Il faut garder à l'esprit que la notion de longueur de Debye est liée à celle de distribution maxwellienne des vitesses et à celle d'équilibre thermodynamique du plasma. Or, il existe peu de types de sources où ces conditions sont réunies.

VII-3 LES GAINES

On suppose que les ions et les électrons ont cette distribution maxwellienne de vitesses qui correspondent à des températures du même ordre ; les électrons sont donc plus mobiles. Lorsqu'un plasma est entre deux électrodes unipotentiels, la neutralité globale est détruite près de ces deux électrodes, le flux d'électrons capté est supérieur au flux d'ions de sorte que le plasma est légèrement positif par rapport aux électrodes ; la zone de transition (**Figure VII-3-1**) est appelée "gaine". Plaçons-nous maintenant dans le cas de deux électrodes ayant des potentiels différents : une anode et une cathode séparées par une distance $x \gg \lambda_D$ (**Figure VII-3-2**) et imaginons une source produisant N^+ ions par seconde (soit autant d'électrons secondaires). Tant que N^+ est faible, la distribution de potentiel est linéaire entre cathode et anode, les électrons d'ionisation sont drainés vers l'anode. Si N^+ augmente, par différence de mobilité, le plasma s'enrichit en charges positives et la distribution se déforme jusqu'à la courbe hachurée (H_1^+) correspondant à :

$$\frac{dV}{dx} (x=0) = 0$$

Si N^+ augmente encore, il y a formation d'une bosse de potentiel positive qui piège les électrons : le plasma est créé, il devient quasiment équipotentiel. Du côté de l'anode se forme une gaine anodique pour les raisons évoquées plus haut, de l'autre la gaine cathodique dont l'épaisseur est de l'ordre de la dizaine de λ_D ; dans ces gaines, le plasma n'est plus neutre.

Il faut bien noter que ce résultat n'est vrai que si les hypothèses de départ sont respectées, c'est-à-dire, que les populations restent globalement en équilibre thermique, ce qui n'est pas vrai puisque le potentiel variable rend anisotrope la distribution des vitesses. On comprend la difficulté de modéliser précisément un plasma quelconque.

Dans la majorité des sources, l'extraction des ions se fait par un orifice ménagé dans l'anode. Du fait de l'équilibre en charges du plasma, des forces de type coulombien s'opposent au départ des ions ; ceux-ci ne peuvent franchir la gaine anodique que si leur vitesse obéit au critère dit de Bohm :

$$v^+ > v_B = (kT / M)^{1/2}$$

Un calcul précis de la densité ionique que l'on peut extraire par un orifice anodique tenant compte de ce critère conduit à :

$$J^+ = 0.344 \sqrt{2} n^+ e v_B$$

VII-4 AUTRES CARACTERISTIQUES D'UN PLASMA

Imaginons un plasma neutre dont on déplace localement une population par rapport à une autre. Par attraction coulombienne, le plasma va revenir à sa position d'équilibre en oscillant : ces oscillations de charge d'espace sont principalement dues aux électrodes très mobiles par rapport à des ions que l'on peut considérer comme fixes. La pulsation est :

$$\omega_e^2 = \frac{n_e e^2}{m \epsilon_0}$$

On en déduit la fréquence plasma en unités pratiques :

$$f_{[Hz]} = 9000 \sqrt{n_e [cm^{-3}]}$$

Cette pulsation correspond généralement à la bande des GHz.

Connaissant la section efficace totale σ de collision électron-atome, on définit un libre parcours moyen électronique et une fréquence de collisions :

$$\lambda = \frac{1}{n_e \sigma} \text{ et } \nu = n_e \sigma \bar{v}$$

\bar{v} étant la vitesse moyenne des électrons. Il est évident que les oscillations de plasma ne peuvent se produire que si l'amortissement introduit par les collisions électrons-atomes n'est pas trop élevé, soit :

$$f \gg \nu$$

Si $\alpha < 10^{-4}$, on a :

$$\nu_{ee} \ll \nu_{e0}$$

La fréquence de collision élastique électron-électron ν_{ee} est inférieure à celle de collision électron-neutre ν_{e0} . On peut appliquer une théorie identique à la théorie cinétique des gaz appelée modèle de Lorentz. On y définit un temps d'échange de quantité de mouvement :

$$t_m = \frac{1}{\nu_{e0}}$$

avec, par exemple, à $T_e = 1 \text{ eV}$

$$\nu_{e0} = A 10^9 P [\text{mbar}].$$

et A donné par le tableau ci-dessous.

Gaz	He	Ne	Ar	Na	K	Hg	H ₂	N ₂	CO
A	1.7	0.45	0.28	90	130	22	4.3	2.7	2.2

Le temps nécessaire à l'électron pour échanger une quantité notable d'énergie est :

$$t_W \approx \frac{M_0}{m} t_m$$

Si $\alpha \approx 1$ et si l'énergie interne du plasma est essentiellement l'énergie cinétique de ses constituants (plasma cinétique), on peut définir des fréquences de collisions pour échange d'impulsion électron-ion ν_{ei} , électron-électron ν_{ee} et ion-ion ν_{ii} telles que [L. Spitzer, *Physics of fully ionized gases. Interscience (1956)*] :

$$\Lambda = \frac{8\pi}{n_e^{1/2}} \left(\frac{\epsilon_0 k T}{e^2} \right)^{3/2}$$

Ln Λ logarithme coulombien ≈ 10 , d'où :

$$\lambda_{ei} \approx 4.510^{12} \frac{T_e^2}{Z_i^2 n_i} \approx \lambda_{ee} \approx \lambda_{ii}$$

$$\nu_{ei} \approx 1.510^{-5} \frac{Z_i^2 n_i}{T_e^{3/2}}$$

$$\nu_{ee} \approx 310^{-5} \frac{n_e}{T_e^{3/2}}$$

$$\nu_{ii} \approx Z_i^4 \left(\frac{m}{M_i} \right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \nu_{ee}$$

avec des cm, des eV et des Hz.

Les ondes électromagnétiques transversales utilisées pour exciter les plasmas de sources d'ions (décharges HF et ECR) ne pénètrent ces plasmas que si leur fréquence est $> f$, cette dernière constitue une fréquence de coupure au-dessous de laquelle les ondes sont réfléchies, ce qui pose des problèmes de couplage entre le système HF exciteur et le plasma.

Introduisons succinctement les notions de mobilité et de diffusion. En présence d'un plasma faiblement ionisé et d'un champ électrique constant E , les particules chargées vont se déplacer collectivement dans la direction de la force induite par le champ. Les collisions vont amener à une vitesse de dérive moyenne w , fonction uniquement de $\frac{E}{n_0}$. La mobilité μ est définie par :

$$w = \mu E = \mu n_0 \cdot \frac{E}{n_0}$$

On trouve dans la littérature [27] de nombreuses courbes donnant w en fonction de $\frac{E}{P}$ plutôt que $\frac{E}{n_0}$ ou μn_0 en fonction de $\frac{E}{n_0}$ (**Figure VII-4-1** et **Tableau VII-4-2**). Remarquons que $w \sim 10^5$ m/s pour les électrons, et pour les ions $\sim 10^3$ m/s.

A l'intérieur d'un plasma, les différences de concentration de particules créent des déplacements tendant à équilibrer ces particules (c'est l'expansibilité des gaz). Le flux de diffusion libre $\vec{\Phi}$ par unité de surface ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est proportionnel au gradient de densité volumique n suivant la relation (1ère loi de Fick) :

$$\vec{\Phi} = -D \text{grad} n = -n \vec{v}$$

D est le coefficient de diffusion (qui, en général, est un tenseur) que l'on montre égal à :

$$D = \frac{1}{3} \frac{v_{\text{rms}}^2}{v_{\text{el}}}$$

et qui vaut, si la distribution des vitesses est maxwellienne :

$$D = \frac{\mu k T_e}{e} \quad (\text{relation d'Einstein})$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky, on obtient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div} \vec{\Phi}$$

équation dite de continuité puis en l'absence d'ionisation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n$$

(seconde loi de Fick).

La diffusion ionique est beaucoup plus lente que la diffusion électronique. Dès que la densité du plasma est élevée (c'est-à-dire dès que la longueur de Debye λ_D est inférieure à la dimension moyenne du plasma), le couplage électrostatique entre électrons et ions maintient une neutralité moyenne de sorte que les deux types de particules diffusent de conserve : c'est la diffusion ambipolaire. On montre que :

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)$$

Le coefficient de diffusion ambipolaire est donc de l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion libre ionique. Rappelons que dans le cas d'une seule population, la diffusion libre peut s'ajouter à celle due à la charge d'espace.

VII-5 LA DECHARGE

Considérons d'abord la décharge électrique continue basse pression avec des électrodes. Soit une enceinte close (**Figure VII-5-1**) remplie d'un gaz à basse pression P ($\cong 1 \div 10^{-3}$ mbar) et deux électrodes distantes de d entre lesquelles est appliquée une tension continue V variable permettant de tracer une caractéristique I courant de décharge = $f(V)$ (**Figure VII-5-2**). La région I à faibles courant et tension correspond au drainage des électrons produits aléatoirement par une source externe (photons par exemple). Le taux de production étant limité, on atteint une asymptote à I_0 . Si $V > I$ du gaz (II) le courant croît à nouveau par production et drainage d'électrons d'ionisation et secondaires et des ions, c'est la phase de multiplication électronique (ME) ou d'avalanche. On définit un premier coefficient de Townsend α comme l'augmentation relative de la densité électronique par unité de longueur. Le courant croît donc exponentiellement avec d , en III, il croît brutalement pour V_0 appelé potentiel disruptif, c'est la décharge de Townsend dont la caractéristique correspond à une résistance quasi-nulle. I est limité

par la résistance R, la décharge devient autonome grâce à la production d'électrons secondaires par les ions bombardant la cathode (taux d'émission appelé second coefficient de Townsend). Le potentiel disruptif dépend de la nature du gaz et de ses contaminants, de la forme et de la nature des électrodes et du produit de la pression par la distance inter-électrodes (loi de Paschen). [A.M. Pointu, *Techniques de L'ingénieur D322-323*].

On montre que :

$$V_0 = \frac{C_1 Pd}{\ln Pd - C_2}$$

C_1 , C_2 désignent des constantes. La courbe représentative de V_0 en fonction de Pd présente un minimum ~ quelques centaines de volts à Pd de quelques mbar.cm (**Figure VII-5-3**).

Dans la région V, la décharge est lumineuse et dite normale parce que stable, la **figure VII-5-4** en donne quelques caractéristiques. On note la chute de potentiel dans la gaine cathodique et le mode de fonctionnement à $V_\ell < V_0$. Parmi les différentes lueurs de cette décharge, celle de la colonne positive est typique (**Tableau VII-5-5**). La décharge à cathode creuse utilise deux cathodes parallèles suffisamment proches l'une de l'autre pour que leurs lueurs négatives se confondent. L'extension de cette configuration est l'emploi d'un tube qui forme la "cathode creuse", permettant des densités de courant très supérieures à celles du montage classique par simple accroissement de la surface active.

Dans la région VI, les effets collisionnels accroissent les pertes latérales, le courant stagne dans la zone dite de décharge lumineuse anormale. La cathode chauffe par le bombardement ionique jusqu'au point où elle commence à émettre, le courant croît beaucoup, c'est le régime d'arc (région VIII) qui est celui majoritairement utilisé dans les sources à décharge. Dans les étincelles, qui sont des arcs très basse pression, ce régime est atteint pour des tensions allant jusqu'à 20 kV, des courants allant jusqu'à 200 kA à des pressions comprises entre 10^{-3} et 10^{-5} mbar. Les vapeurs métalliques au voisinage de la cathode jouent un rôle activateur de l'émission thermoélectronique.

Les densités moyennes de plasma N^* sont comprises entre 10^{12} et 10^{14} cm^{-3} dans ce régime. La superposition d'un champ magnétique accroît l'efficacité d'ionisation, ce qui permet d'abaisser la pression d'amorçage et ce potentiel disruptif.

La décharge en alternatif s'établit et se maintient dans des conditions qui dépendent de la pulsation HF ω_{HF} et de l'amplitude δ_e du mouvement des électrons dans le champ alternatif. Rappelons succinctement les caractéristiques du mouvement d'un électron dans un champ électrique alternatif uniforme :

$$m\ddot{\delta} = eE \sin \omega_{HF} t$$

$$\dot{\delta} = \dot{\delta}_0 - \eta \frac{E}{\omega_{HF}} \cos \omega_{HF} t$$

$$\delta = \delta_0 - \eta \frac{E}{\omega_{HF}^2} \sin \omega_{HF} t + \dot{\delta}_0 t$$

Plaçons-nous dans le cas de pressions internes au volume de décharge dans la gamme 10^{-1} à 10^{-3} mbar de sorte que le libre parcours moyen électronique soit inférieur aux dimensions d'une source classique et en l'absence de champ statique.

Si $\omega_{HF} \ll \nu$, à très basse fréquence, la décharge est semblable à ce qu'elle est en régime continu.

A plus haute fréquence ($f > \sim 150 \text{ kHz}$), les électrons oscillent toujours sans être collectés et le mouvement est régi par la mobilité :

$$\dot{\delta} = \mu E \sin \omega t + \dot{\delta}_0$$

La vitesse est en phase avec la force agissante, l'électron absorbe une énergie :

$$\overline{W} = \mu_e \frac{E^2}{2}$$

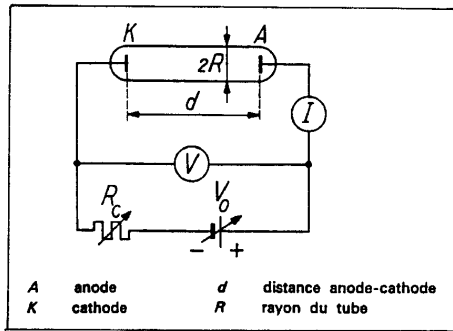


Figure VII-5-1 - Schéma d'un tube de décharge.

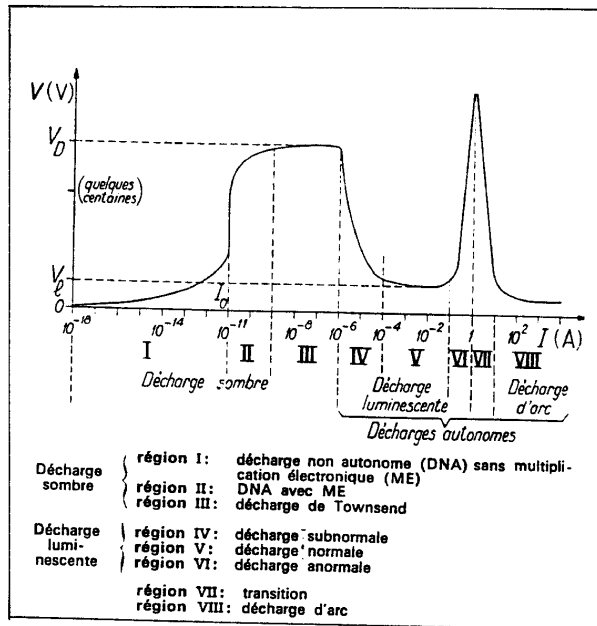


Figure VII-5-2 - Caractéristique courant-tension d'une décharge basse pression.

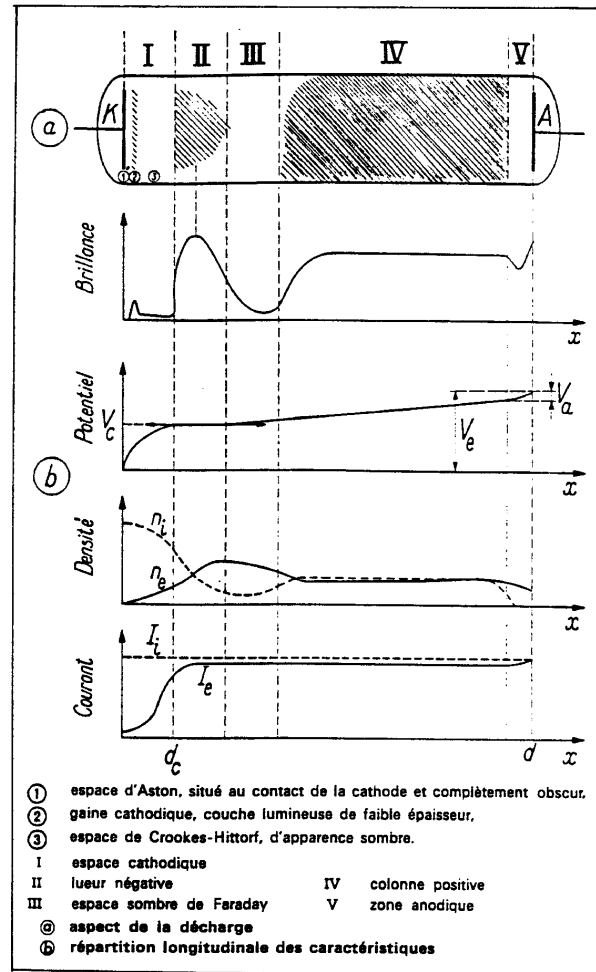


Figure VII-5-4 - Caractéristiques d'une décharge lumineuse basse pression.

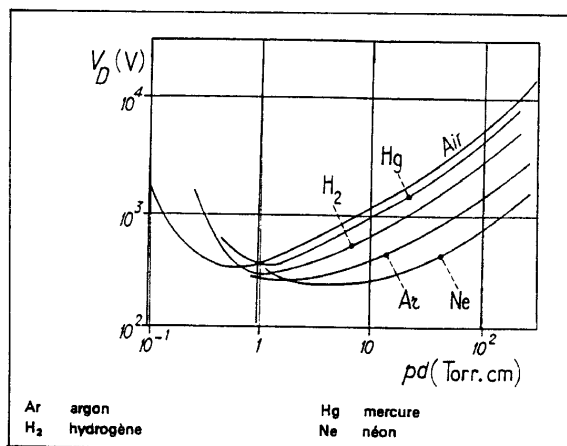


Figure VII-5-3 - Loi de Paschen pour différents gaz.

Couleur de la lueur négative et de la colonne positive dans quelques gaz usuels.		
Gaz	Lueur négative	Colonne positive
Hydrogène (H ₂)	bleu pâle	rose
Lithium (Li)	rouge vif	
Potassium (K)	bleu pâle	vert
Césium (Cs)	vert laiteux	brun jaunâtre
Mercure (Hg)	vert	verdâtre
Azote (N ₂)	bleu	rouge
Oxygène (O ₂)	blanc jaunâtre	jaune pâle avec centre rose
Chlore (Cl ₂)	vert jaunâtre	vert blanchâtre
Hélium (He)	vert	rouge à violet
Néon (Ne)	orange	rouge brique
Argon (Ar)	bleu sombre	rouge sombre
Krypton (Kr)	vert	

Tableau VII-5-5

Si $\omega_{HF} \approx v$, l'énergie moyenne gagnée est :

$$\overline{W} = \frac{N_e v^2}{2m(v^2 + f^2)} E^2$$

Ce gain d'énergie stochastique peut devenir $> I$, la décharge fonctionne à courant moyen nul. Il y a équilibre entre le taux de production ionique et les pertes par diffusion ambipolaire. Il y a un potentiel disruptif minimal avec P qui correspond à $\omega_{HF} \equiv v$.

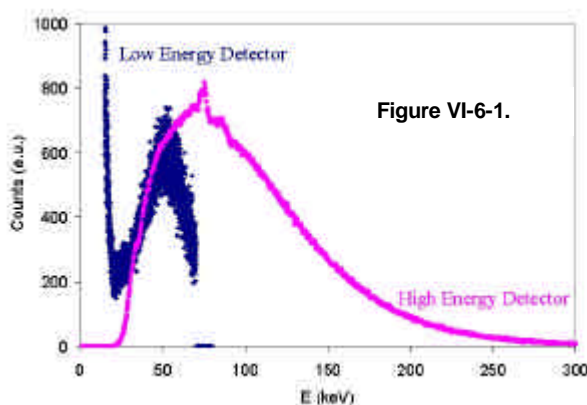
Si $\omega_{HF} \gg v$, la vitesse est en quadrature avec la force agissante, le champ oscillant ne communique aucune énergie moyenne aux électrons sauf celle due à leur dérive ou aux résonances quand les fréquences HF et plasma sont voisines (plasmas autorésonants, multipactor, résonance cyclotronique quand la décharge HF est confinée magnétiquement).

VII-6 LES DIAGNOSTICS DES PLASMAS DE SOURCES D'IONS

Limitons-nous aux sources d'ions classiques : duoplasmatrons, PIG, micro-ondes. On trouve dans la littérature d'excellents ouvrages et articles traitant de cas non-académiques [Cf A.Girard. RSI63-4 (1992)2676. I.H.Hutchinson. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge University Press (2002). A.A.Ovsyannikov et al. Cambridge International Science Publishing (2000). et <http://crpwww.epfl.ch/LTPD99/>]. Leur rôle est de déterminer principalement les densités volumiques et températures des trois constituants majeurs du plasma : électrons, ions et neutres. Leurs résultats ne sont souvent exploitables que dans le cadre d'un plasma à fonctions de distributions maxwelliennes et en quasi-équilibre thermique, ce qui n'est malheureusement que très rarement le cas.

Les premiers diagnostics sont ceux correspondant aux grandeurs de base : courant, tensions sur les électrodes, puissance Rf injectée et réfléchiée, distributions d'états de charge (Voir chapitre XII). Viennent ensuite les diagnostics non-invasifs : photographies de plasma, observations rapides avec les « streak » caméras ou les caméras intensifiées. Plus quantitatifs, les diagnostics spectroscopiques concernent le Bremsstrahlung et les raies de transition. La **Figure VII-6-1** montre un spectre de rayons X obtenu sur une source ECR à 8GHz [H.Zaim-Bilheux. *Thèse Versailles 2003*]. Un tracé logarithmique déconvolué donne une estimation de la température électronique.

Les raies de recombinaison radiative ont permis de montrer l'existence d' U^{92+} dans une EBIT [R.E.Marrs. RSI 67-3 (1996)941]. L'élargissement et le décalage Doppler de raies lumineuses peuvent donner des informations sur la température ionique [F.Heinrich et al. RSI 63-4 (1992)2393].



Récemment ont été utilisées les mesures d'absorption laser pour déterminer les densités de neutres.

Les diagnostics invasifs (qui imposent un additif à l'arrangement de source) donnent des informations plus précises. Les diagnostics de faisceau sont parfois utilisés pour diagnostiquer les plasmas: les analyseurs d'énergie ou les spectro-mètres à temps de vol (Cf chapitre XII) permettent la mesure de la dispersion en énergie des faisceaux d'ions, directement reliée à la température ionique dans le plasma. En inversant le potentiel d'extraction, on peut même mesurer la température électronique.

La boucle diamagnétique permet la mesure de la pression-plasma $P_p = n_e k T_e + n_i k T_i$ dans le cas d'un plasma confiné magnétiquement. On mesure la variation de flux induite par l'apparition de l'induction opposée (n'oublions pas que le plasma est diamagnétique) au moment de l'établissement du plasma par une boucle de fluxmètre classique, elle vaut :

$$\Delta\Phi = \Phi_0 \frac{P_P}{P_M}$$

où Φ_0 est le flux de l'induction principale dans le plasma et P_M la pression magnétique $B_0^2 / 2\mu_0$ [B.N.Makov. *IEEE Trans.on Nucl.Sc. NS-23 (1976)1035*].

Terminons par le diagnostic le plus utilisé : la sonde de Langmuir. Proche d'un plasma homogène sauf dans la gaine près de AB est placé une électrode polarisable A'B' à V. On trace le graphe de la densité de courant collectée j(V) (**Figure VII-6-2**).

De A à B sont collectés uniquement les ions du plasma, donc :

$$j_{is} = \frac{n_i \bar{v}_i}{4} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{\lambda_D^2} \approx 0.6en_i \left(\frac{kT_i}{m_i} \right)^{1/2}$$

Le deuxième membre traduit le flux statistique de particules sur l'unité de surface, le troisième est l'expression de Child-Langmuir en considérant que la taille de sonde est \gg à la longueur de Debye et que celle-ci est la distance de séparation d'une diode fictive émettrice d'ions entre le plasma et la sonde, le quatrième est l'expression du critère de Bohm.

De C à D sont collectés des électrons diffusant librement et donc soumis à la loi de Boltzmann soit :

$$\frac{d[\ln(j)]}{dV} = \frac{e}{kT_e}$$

dont on déduit T_e puis n_i de l'équation précédente. En E, la sonde a le même potentiel que le plasma et de E à F, on ne collecte que les électrons, donc :

$$j_{es} = \frac{n_e \bar{v}_e}{4} = en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}$$

dont on déduit n_e . Comme les densités volumiques des ions et des électrons sont censées être égales, on déduit T_i toujours de la première équation.

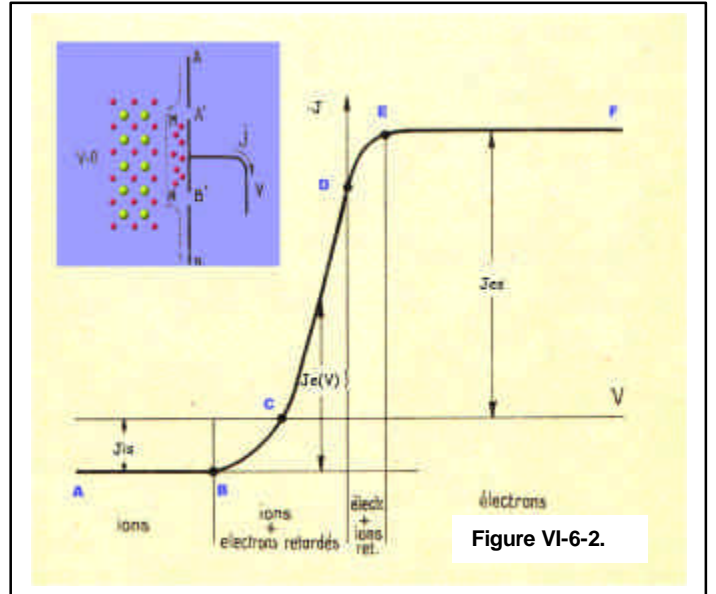


Figure VI-6-2.

VIII - LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS POSITIFS

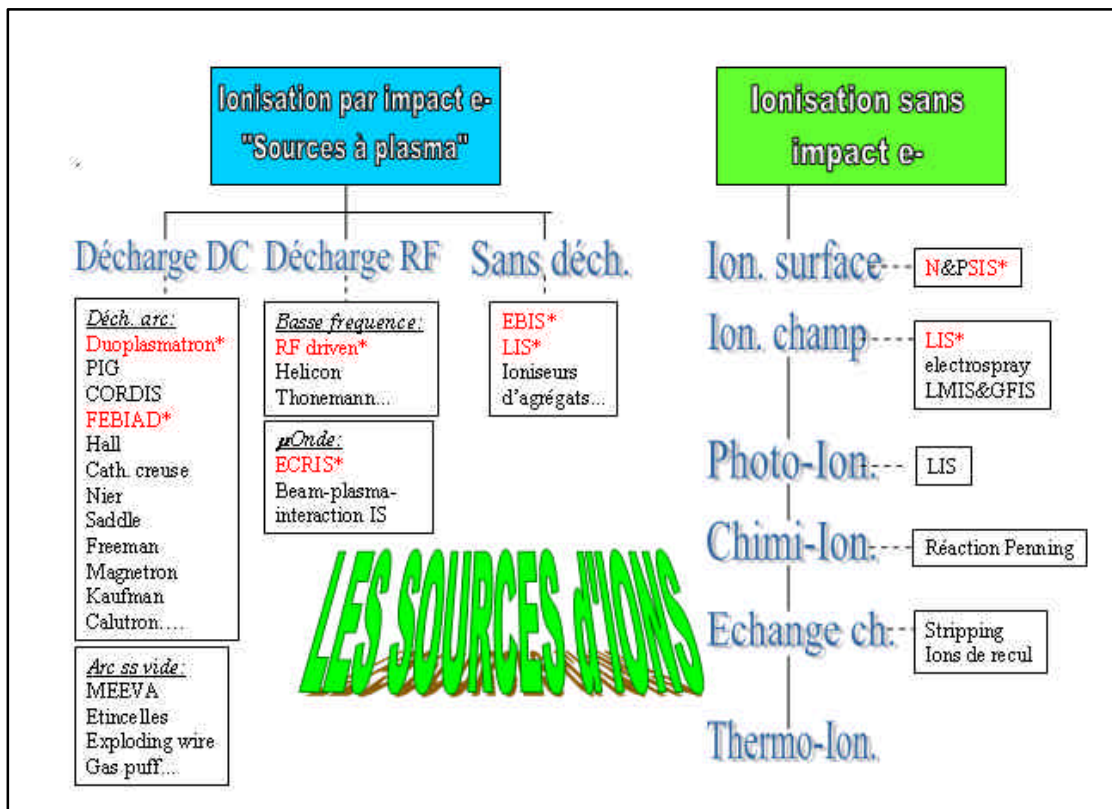
Il existe plusieurs types d'ions positifs que l'on peut classer en :

- ions atomiques, moléculaires ou agrégats ;
- mono ou multichargés [21, 22] ;
- polarisés ou non ; radioactifs ;
- lourds ($Z > 10$) ou légers...

La diversité des sources capables de produire ces ions est encore plus grande par la multiplicité des critères requis. Plusieurs classifications, évoluant avec l'apparition de nouvelles configurations, ont été proposées. Nous prendrons la suivante :

- *sources à bombardement*
 - sources avec électrodes
 - sources sans électrodes
- *sources sans bombardement.*

Il est impossible de les passer toutes en revue ; nous nous bornerons aux principales sans trop entrer dans le détail des caractéristiques puisque la littérature est abondante (Voir documentation en fin de volume).



VIII-1 LES SOURCES A BOMBARDEMENT

On les appelle aussi sources à plasma. Le processus d'ionisation est par impact électronique et peuvent se former des ions mono ou multichargés. Elles comprennent deux sous-catégories : les sources avec et sans décharge et, dans le cas de la décharge, elle peut être avec et sans électrodes.

VIII-1-1 LES SOURCES A DECHARGE AVEC ELECTRODES

-----A-- Historiquement, la première réalisation d'une source à décharge est celle d'Oliphant (**Figure VIII-1-1**) permettant d'initier sous 10 kV à $5 \cdot 10^{-4}$ mbar une décharge à faible courant, sans induction et ce, à partir d'un tube capillaire, géométrie qui est de nouveau utilisée aujourd'hui dans les sources à ionisation de champ. La suivante est l'unoplasmatron de Von Ardenne qui est basée sur la production d'électrons ionisants à partir d'un filament chaud en tungstène dopé, ce qui permet d'obtenir des caractéristiques de décharge

$\approx 80\text{V} - 1\text{A}$ à 510^{-2}mbar (**Figure VIII-1-2**), sans induction. Avec une induction concentrée vers l'anode, le plasma est focalisé : c'est le duoplasmatron (**Figures VIII-1-3a et b**) qui possède d'excellentes propriétés optiques ($\epsilon_N < 10^{-7}$, la dispersion en énergie $\Delta W < 5\text{eV}$) liées à l'utilisation d'une coupe d'expansion.

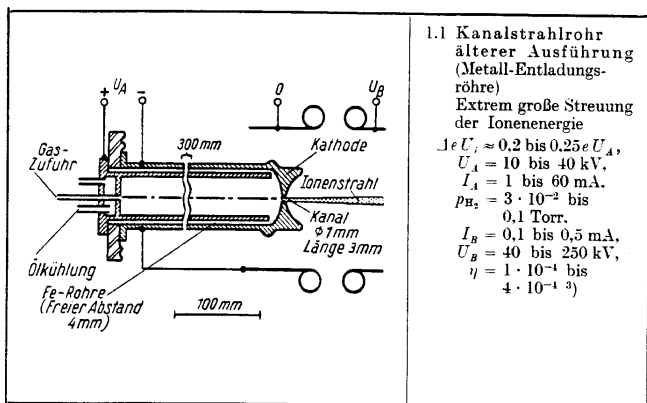


Figure VIII-1-1 - Source capillaire.

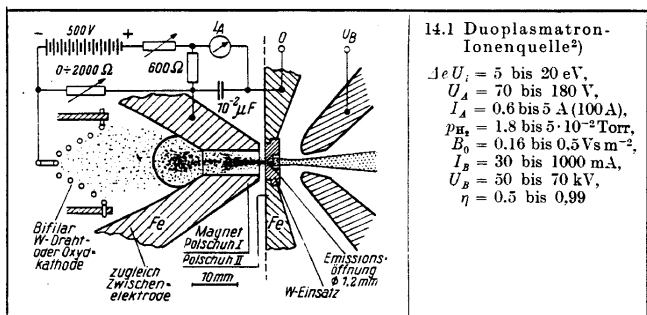
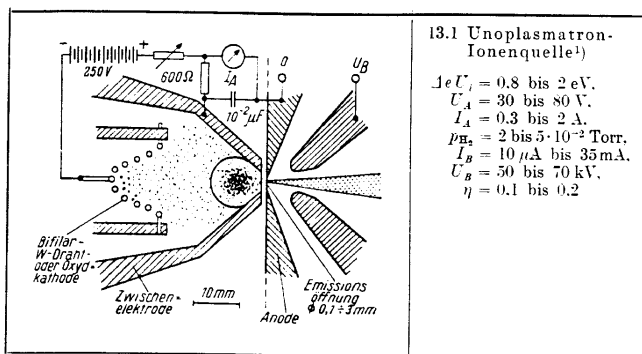
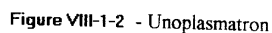
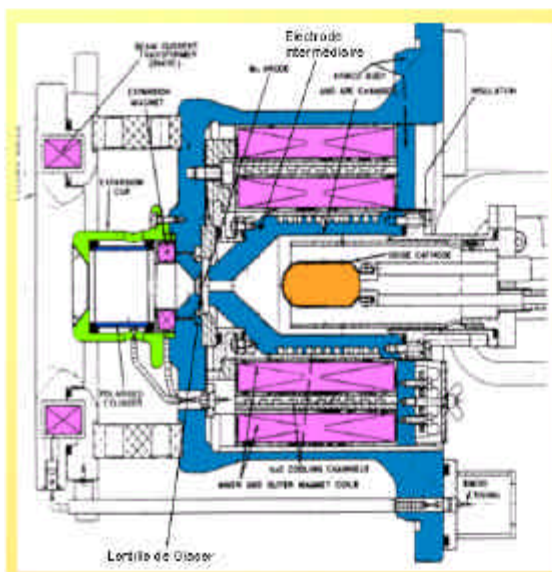


Figure VIII-1-3a - Duoplasmatron.



DUOPLASMATRON CERN (H+)

Paramètres typiques des duplications:

Décharges DC 50V-200V, 0.1-1A

pulsées (duty-cycle 10%) 250V.

Intensités jusqu'à 50mA

Électrode de Glaser de qq kGauss
Filament ou Cathode BaO

Durée de vie de cathode limitée à 200 hr

l'ion métal, produits par sputtering de l'électrode intermédiaire

Il est universellement utilisé, y compris pour faire des ions multichargés (Ne^{3+} , Kr^{5+} , Xe^{7+}) avec un spectre de charges étalé, caractéristique des sources à plasma à injection continue d'atomes neutres.

-----B-- Le développement des cyclotrons et de la spectrométrie de masse requérant des intensités de faisceaux de plus en plus élevées a conduit à l'essor des sources utilisant à la fois une induction élevée et deux cathodes entre lesquelles oscillent les électrons pour accroître leur efficacité d'ionisation : c'est le principe de la décharge de "Penning" ou "Reflex" employée dans les jauges à vide (Philips Ionization Gauge, d'où son nom "décharge PIG" (**Figures VIII-1-4 et 5**)). La cathode est froide ou chaude (c'est-à-dire capable ou non de produire des électrons par thermoémission), l'anticathode est toujours froide. Elles sont toutes deux soumises au bombardement ionique qui produit une émission secondaire d'électrons et qui les érode par pulvérisation, limitant leurs durées de vie (Voir § II-1). L'extraction se fait axialement ou radialement et en monochargés, les courants peuvent atteindre l'Ampère. Les **figures VIII-1-6a et b** montrent quelques sources PIG axiales et les **figures VIII-1-7a,b,c et d** des radiales. Ces dernières sont très utilisées pour produire des ions multichargés pour les accélérateurs. On les agrémente alors d'une dynode, insérée dans l'anode, constituée du matériau à volatiliser par pulvérisation (**Figure VIII-1-7a**) et polarisée jusqu'à -2kV. L'énergie électronique maximale étant $\sim 1/4$ de la tension d'arc (ce qui explique qu'on pulse la décharge pour accroître la valeur crête de cette tension sans dépasser une puissance d'arc moyenne $\sim 3\text{kW}$), on obtient N^{5+} , A^{8+} , Kr^{11+} , Xe^{15+} avec plusieurs μA dans un spectre de charges très étalé (**Figure VIII-1-8**). L'émission $\epsilon_N \approx 10^{-5}$ et $\Delta W \approx 100Z_i$.

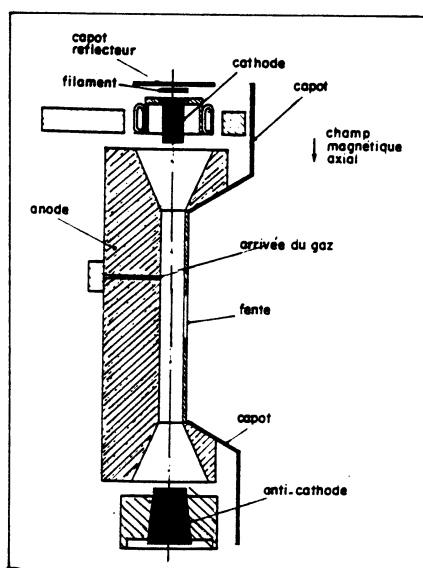


Figure VIII-1-4 - PIG radiale.

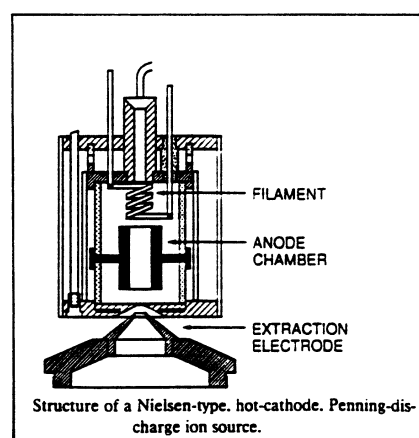


Figure VIII-1-5 - PIG axiale.

Dans les séparateurs, on utilise la source "Calutron" qui est une PIG radiale pour produire de fortes intensités de corps non gazeux (**Figure VIII-1-9**). ce type de source présente un certain nombre d'inconvénients qui ont stimulé le développement d'autres concepts plus spécifiques de leurs applications :

- la décharge est bruyante, on parle de "Hash" (instabilité HF liée au plasma) qui introduit une instabilité sur l'intensité extraite. Ce défaut, rédhibitoire pour les séparateurs, a conduit à la source de Freeman de type mixte PIG-magnétron ;
- les cathodes s'érodent rapidement (durée de vie de 4 à 100 h pour un coût élevé, étant en métaux réfractaires) formant un dépôt adhérent à l'anode. L'idée de la suppression des cathodes a mené au développement d'une part du "duopigatron" où la cathode émettrice est remplacé par le plasma d'un duoplasmatron et, d'autre part, des sources HF de type ECR qui les ont supplantées sur presque tous les accélérateurs à ions lourds.

-----C-- La séparation isotopique et l'implantation nécessitent des sources intenses d'ions uniquement monochargés capables de produire des matériaux non gazeux, avec d'excellentes propriétés optiques, en particulier ΔW . Le premier modèle utilisé est la source de Nier à décharge non Reflex, axiale ou radiale, initiée par un filament émetteur dont le principe est celui des sources d'analyseurs de gaz (**Figure VIII-1-10**) évoluant vers un calutron non Reflex puis vers la source Freeman (**Figures VIII-1-11a et b**) dans laquelle le filament est coaxial à l'induction, ce qui conduit à obtenir des trajectoires électroniques épicycloïdales à très long parcours.

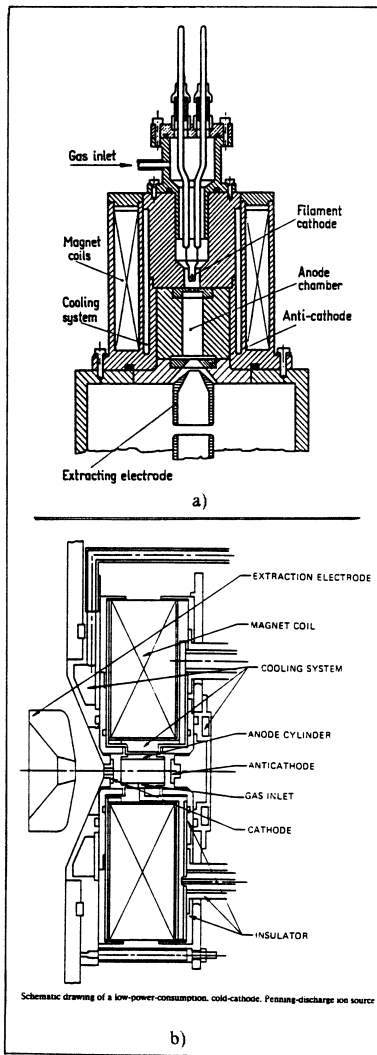


Figure VIII-1-6 - PIG basse intensité.

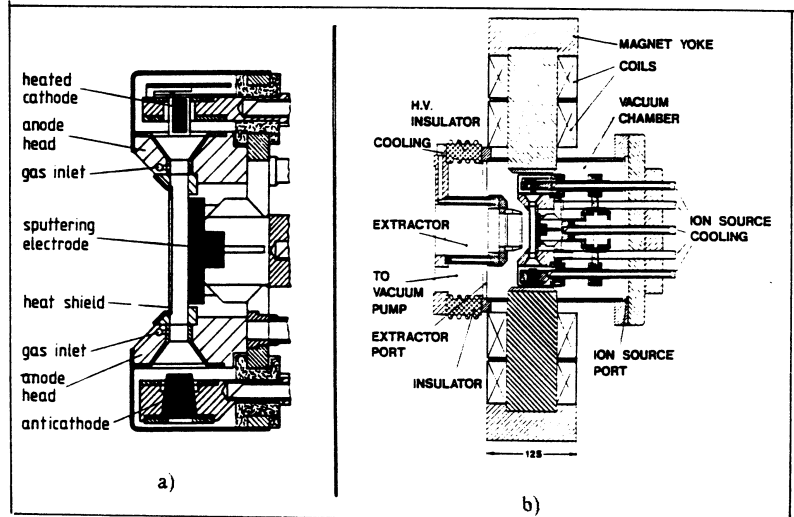


Figure VIII-1-7a et b - PIG d'accélérateur pour ions métalliques à sputtering.

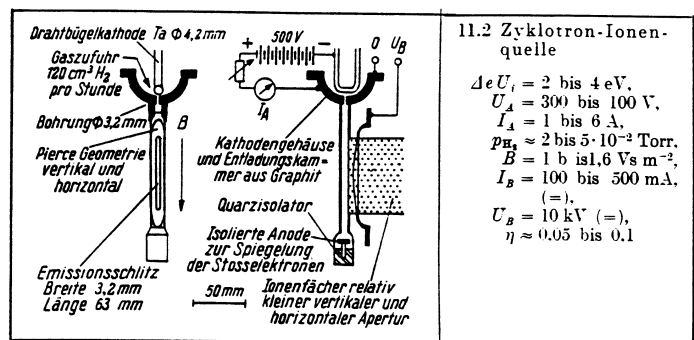


Figure VIII-1-7d - PIG à cathode en filament.

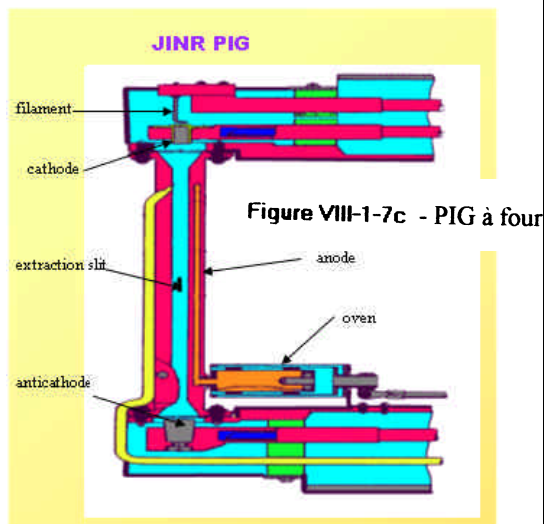


Figure VIII-1-7c - PIG à four

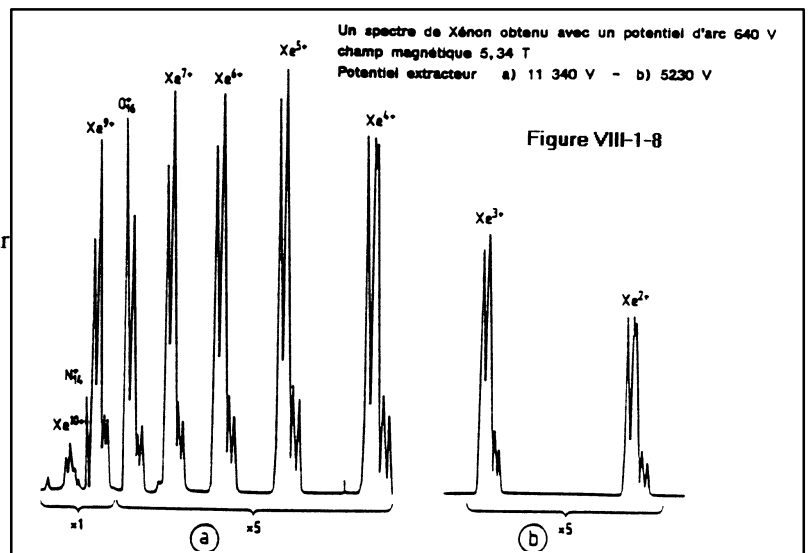


Figure VIII-1-8

Cela s'inspire du mode magnétron hérité des techniques hyperfréquences, largement utilisé dans les jauges ultraviolette à la place des jauges Penning par son aptitude à initier les décharges même à très basse pression, avec une induction principale faible. La source travaille à $\approx 70\text{V}$, $3 \div 5\text{A}$, 150G et des courants extraits $\approx 20\text{mA}$ à 40kV .

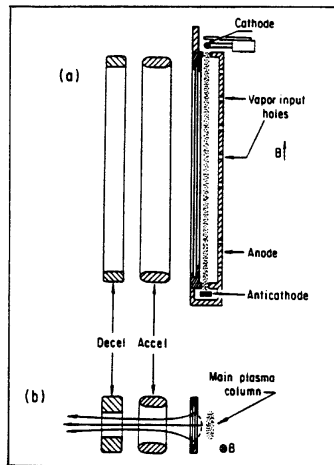


Figure VIII-1-9 - Calutron.

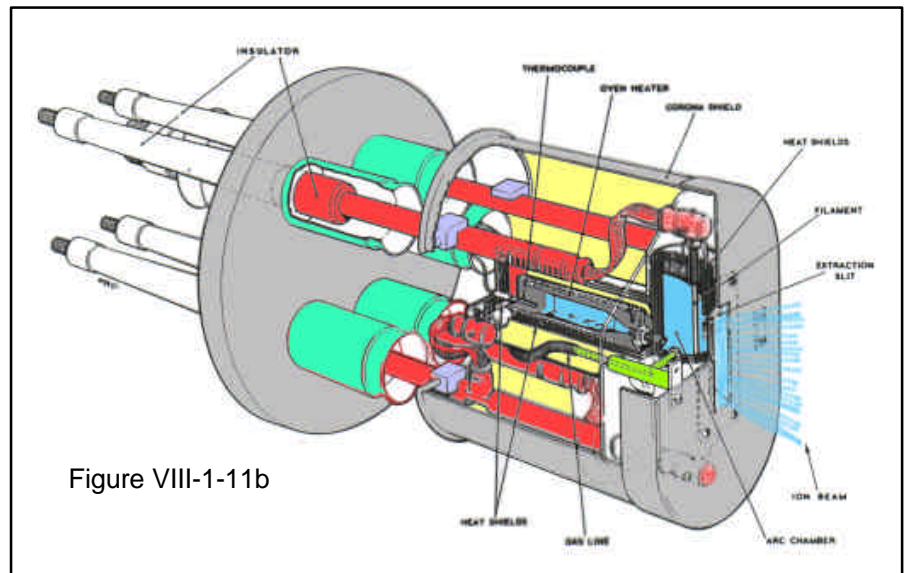


Figure VIII-1-11b

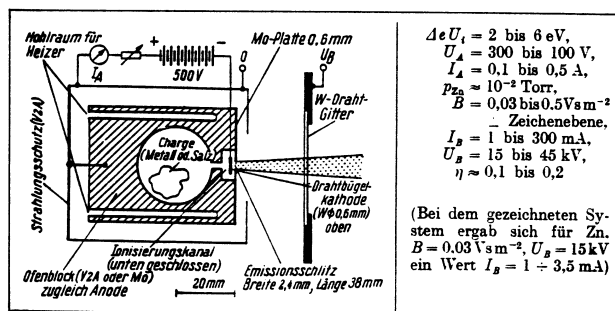


Figure VIII-1-10 - Source Nier.

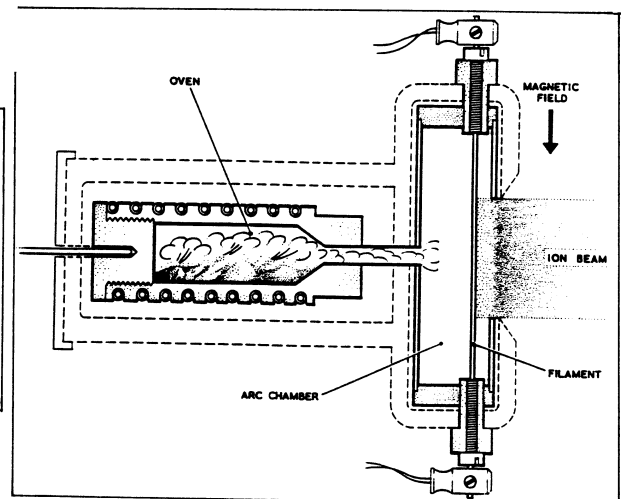


Figure VIII-1-11a - Schéma de la source Freeman.

La source à cathode creuse (**Figures VIII-1-12a,b,c et d**) utilise un filament hélicoïdal ou un tube en métal réfractaire. La décharge est amorcée par le filament ou par une prédécharge RF dans le cas du tube. La grande surface cathodique augmente la durée de vie. L'extraction est faite soit par l'anode, soit, de plus en plus, par la cathode (cas des **figures VIII-1-12b et c**). L'induction sur la cathode est soit nulle (le bobinage compense l'action du filament), soit focalisante vers l'anode. La cathode creuse, qui est un très puissant émetteur d'électrons, connaît un développement très important car elle permet d'obtenir des courants électroniques de plusieurs centaines d'Ampères (en régime pulsé majoritairement). Les matériaux solides sont évaporés soit par un four, soit dans une source à "sputtering". Sur la **figure VIII-1-7a** est montrée une source PIG utilisant cette technique.

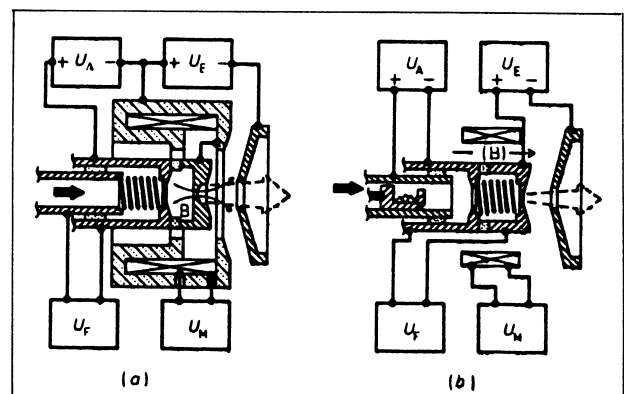
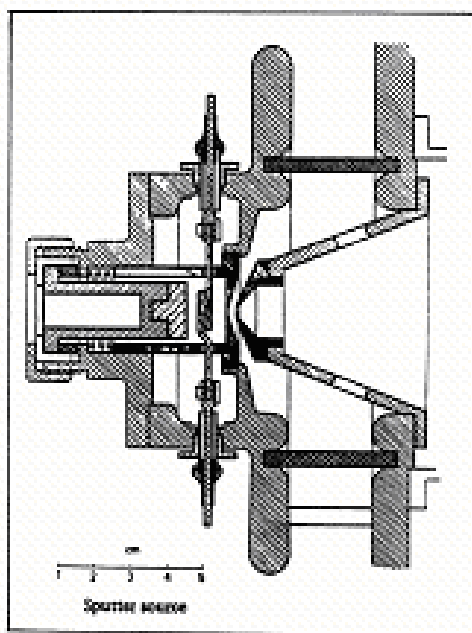
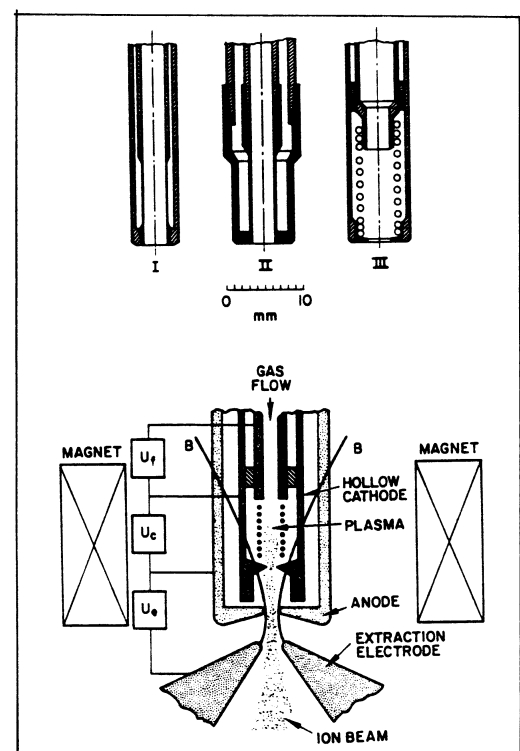
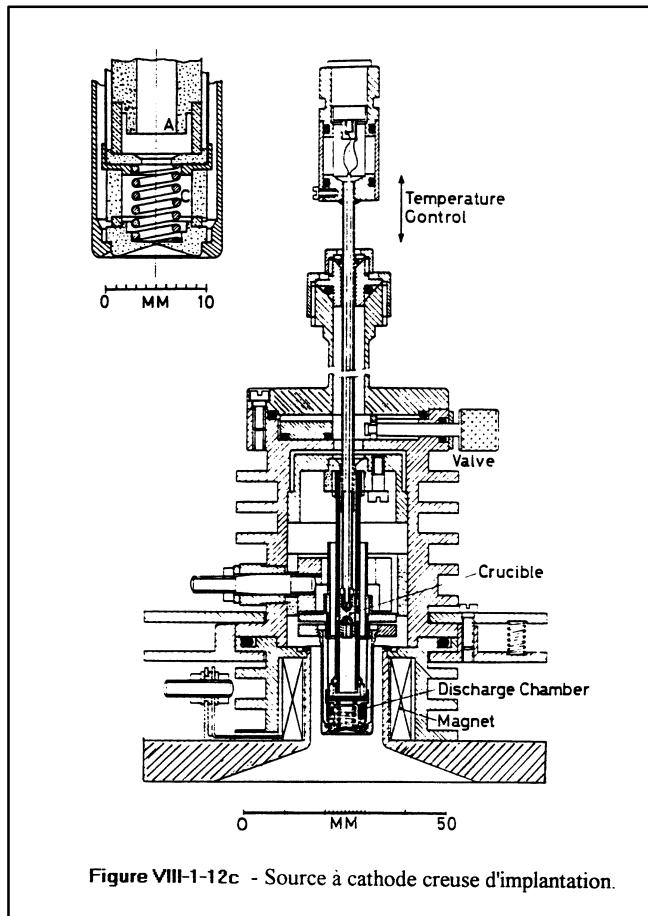


Figure VIII-1-12a et b - Schémas de source à cathode creuse.

En implantation pour les corps moins volatils, on utilise la géométrie de la **figure VIII-1-13**. Le filament est producteur à la fois d'électrons et d'une induction axiale, l'anode porte l'orifice d'extraction, la décharge se prolonge vers la "dynode" montée à l'arrière de la chambre d'arc, polarisée à -2kV par rapport à l'anode.



-----D-- Les intensités encore plus élevées requises pour la fusion contrôlée et la propulsion ionique imposent d'avoir des sources de plus en plus volumineuses. L'extraction devient alors obligatoirement de type "multi-ouverture". La source d'Ehlers prévue pour des faisceaux de neutres (**Figure VIII-1-14**) utilise une décharge simple entre une série de 20 filaments en épingle polarisés négativement et la boîte anodique. La forte consommation électrique des filaments conduit aux sources de type Kaufmann avec une induction créée par bobines ou aimants permanents (**Figure VIII-1-15**) pour piéger des électrons oscillants. Les qualités optiques du faisceau extrait (par exemple 1mA - 2kV x 1000 trous pour 30 ÷ 40V, 10 ÷ 15A de décharge) ne sont pas bonnes, mais conviennent à la propulsion. La tendance actuelle est l'utilisation de sources "multicusp" (la configuration des lignes d'induction est multicornes). Des barres en matériaux ferromagnétiques à forte rémanence entourent la boîte anodique (**Figure VIII-1-16**) pour donner une configuration de champs propres à confiner le plasma (**Figure VIII-1-17**). La décharge est simple (cas du propulseur de la **Figure VIII-1-18**) ou Reflex (source CHORDIS du GSI **Figure VIII-1-19**).

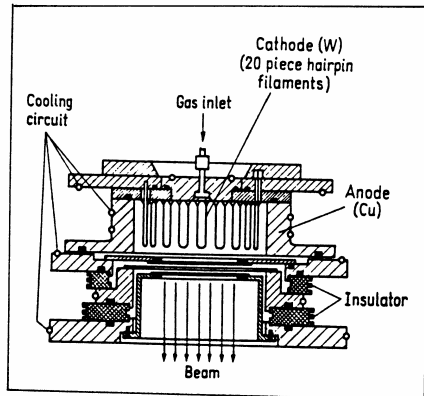


Figure VIII-1-14 - Source Ehlers.

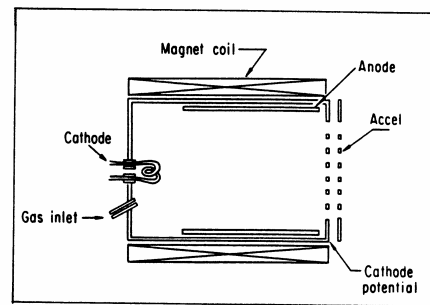


Figure VIII-1-15 - Source Kaufmann.

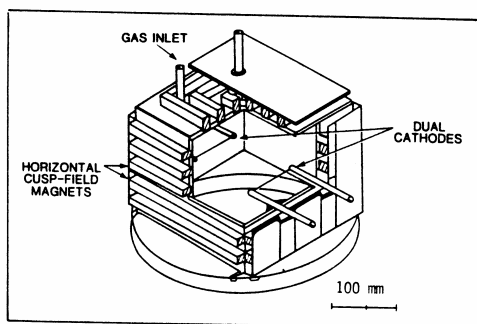


Figure VIII-1-16 - Source "multicusp".

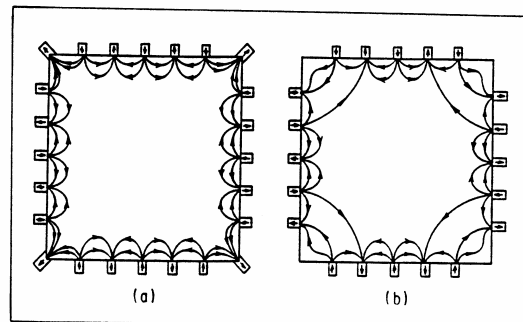


Figure VIII-1-17 - Ligne de champ dans une source multicusp.

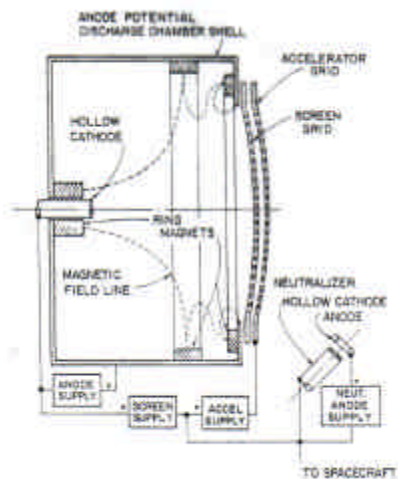


Figure VIII-1-18

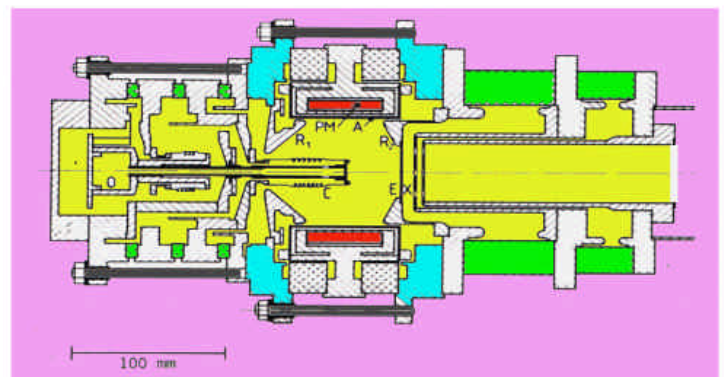


Figure VIII-1-19

-----E-- Les sources utilisant une étincelle sous vide [A. Zeitoun-Fakiris, *Techniques de l'Ingénieur D2540* et S. Vacquié, *même ouvrage, D324*] trouvent d'importantes applications en physique des plasmas et pour la fusion inertielle. Le principe en est simple : dans une enceinte à basse pression ($10^{-4} \div 10^{-6}$ mbar), une tension élevée est appliquée entre deux électrodes généralement métalliques. La décharge n'est pas du type avalanche mais il y a formation d'un plasma très dense contenant les ions du matériau cathodique à partir d'un processus encore mal appréhendé dans lequel l'émission ionique de champ pourrait jouer un rôle déclencheur. La puissance électrique passant dans la décharge peut être très élevée et les étincelles sont toujours pulsées. Elles sont déclenchées soit par une décharge annexe (MEVVA), soit par une source de photons (laser). La **figure VIII-1-20** montre une source à étincelles utilisée en physique atomique pour produire de très hauts états de charges (Ti^{20+} , Fe^{25+} , Mo^{40+}) avec des décharges 20 kV-200 kA-1 μ s. Pour la fusion inertielle, on arrive à 4 MA - 30MV quelques ns de décharge, avec des faisceaux crête de Li^+ , par exemple, de plusieurs MA (sources diode et "flash-over" fournissant des densités crêtes $> 5 \text{ kA.cm}^{-2}$). On obtient aussi des ions très chargés (Ag^{37+} , Au^{51+}) dans ce type de décharge (gas puff, exploding wires). Une source à étincelles déclenchées par décharge utilisée universellement pour sa simplicité est le modèle MEVVA (Metal Vapor Vacuum Arc Ion Source, **figure VIII-1-21**). A, typiquement, un coup par seconde de 100 μ s de durée amorcée à 15 kV, une décharge de 20 V - 100 A dans 200G β permet de produire des faisceaux de 10 à 15 mA crête sous 15 kV de tous les métaux avec des états de charges maximum bas tels que Fe^{2+} , Ta^{4+} . (Spectre typique d'iridium sur la **figure VIII-1-22**). Les derniers modèles, beaucoup plus puissants, fournissent jusqu'à 10A crête de faisceau à 100 kV avec des cycles utiles de 1% (250 μ s, 40 Hz, 400 A crête de décharge, la **figure VIII-1-23** montre le courant d'ions extractible en fonction de l'intensité de la décharge). L'émittance normalisée $\varepsilon_N \approx 0.15 \cdot 10^{-6} \pi \text{m.rad}$, la durée de vie est ~ 100 h. Un modèle fonctionne en continu.

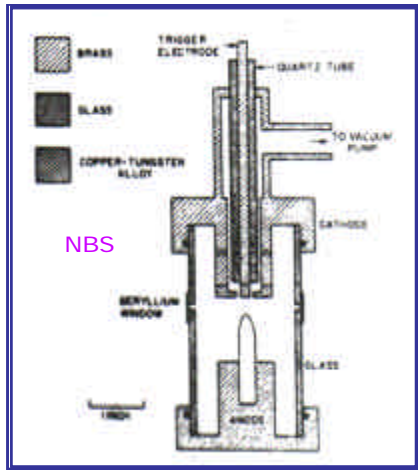


Figure VIII-1-20

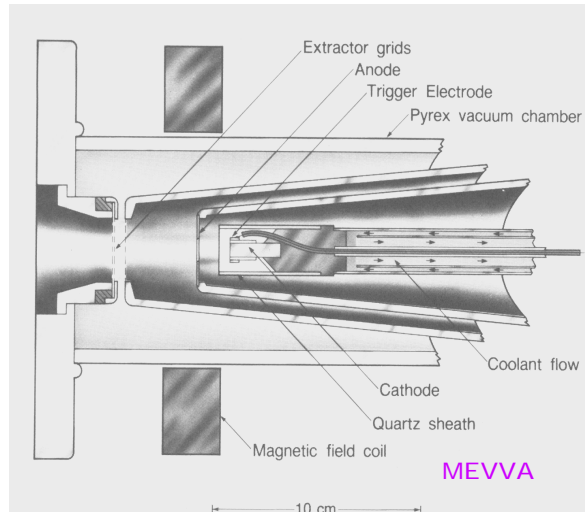


Figure VIII-1-21

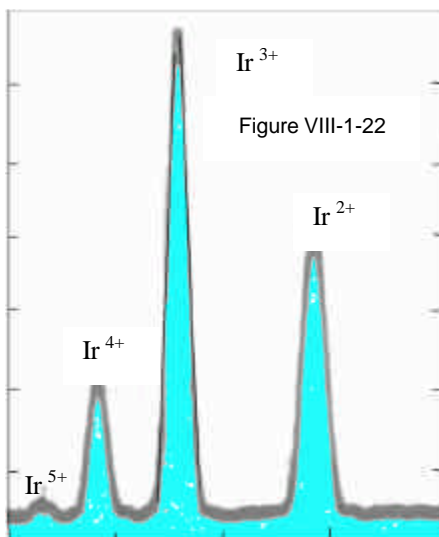


Figure VIII-1-22

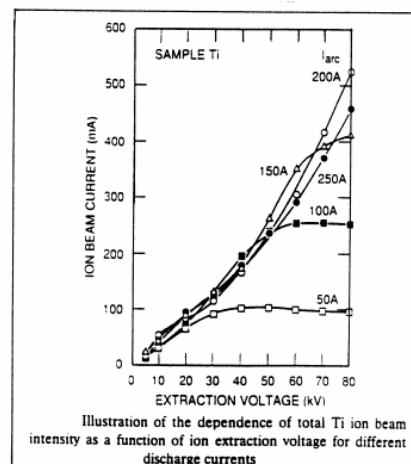
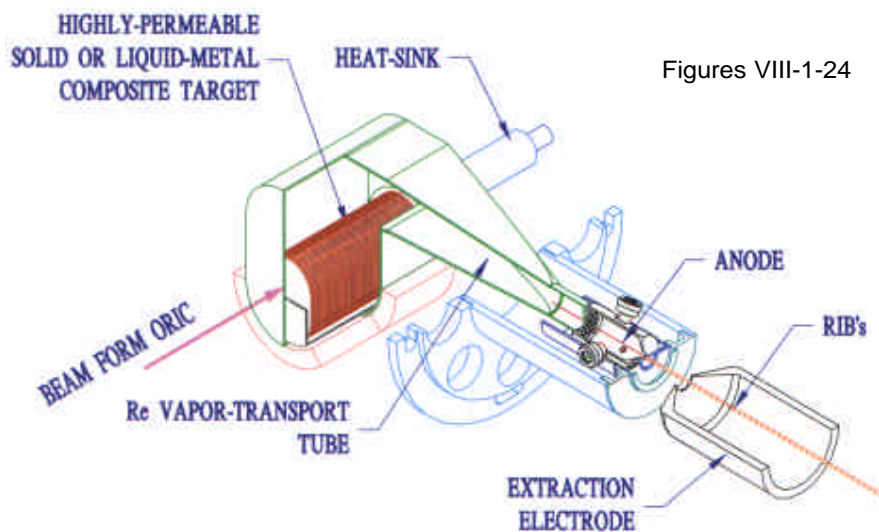
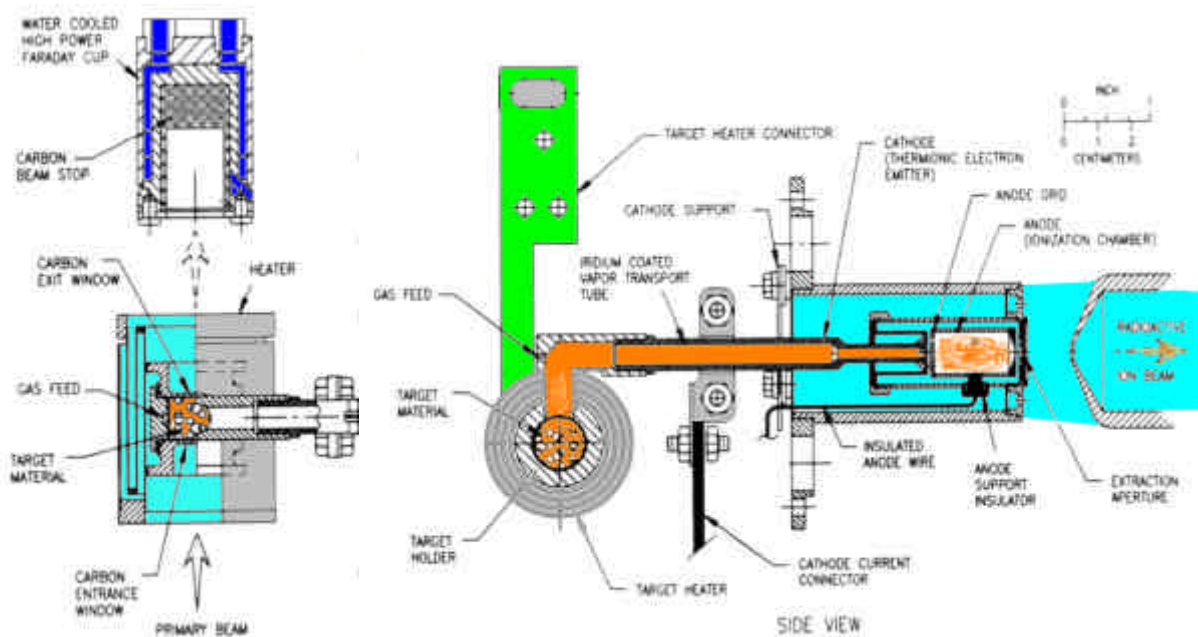


Figure VIII-1-23

-----F-- Terminons ce sous-paragraphe par les sources d'ions radioactifs nécessaires à la spectrométrie en ligne de corps à durée de vie très courte. La cible sur laquelle sont produits les atomes fait corps avec la source d'ions pour réduire les temps de transit. Celle-ci doit être apte à travailler de longues périodes à température élevée ($> 2000^{\circ}\text{C}$) pour évaporer ces atomes et doit avoir une efficacité de simple ionisation très élevée. En dehors de quelques types conventionnels adaptés pour la cause (ECR, sources à ionisation de surface), les séparateurs en ligne utilisent la source FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge, **figures VIII-1-24**). L'ensemble cible-tube de transfert-cathode-écran d'anode est chauffé par le courant de chauffage de la cathode ($\sim 400\text{A}$). Faite de tantale et portée à 2150°C , celle-ci émet et la source travaille avec une simple décharge d'arc (source de type Nier), mais stimulé par émission d'électrons ce qui permet des pressions de travail $< 10^{-4}$ mbar. Il est prévu de faire suivre ce type de source d'un amplificateur de charges (ECR ou EBIS dans les projets PIAFE, SPIRAL et REX-ISOLDE).

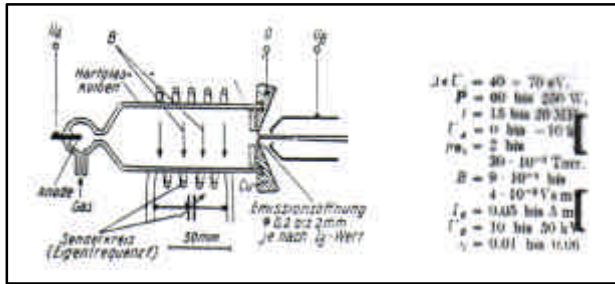


Figures VIII-1-24

VIII-1-2 LES SOURCES A DECHARGE SANS ELECTRODES

On les appelle le plus souvent "sources HF" parce qu'elles utilisent un champ haute fréquence pour chauffer les électrons ionisants. Elles comprennent les sources RF, micro-onde, à résonance cyclotron et à interaction faisceau-plasma. La fréquence HF doit être supérieure à la fréquence plasma pour éviter l'effet d'écran ; elle est injectée soit entre deux électrodes, soit sur une bobine, soit par un guide d'ondes. Les champs HF élevés sont obtenus dans des cavités résonantes (100WHF à $1 \div 50\text{MHz}$).

-----A-- Les **figures VIII-1-28a et b** montrent les modèles à basse fréquence Thonemann à excitation inductive (externe ou interne) et du LBNL. Les **figures VIII-1-29a,b,c et d** présentent des modèles à cavités résonantes travaillant à 2.45 GHz (fréquence des fours micro-onde). Ces sources sont simples, elles ont de bonnes émittances mais la dispersion en énergie est mauvaise à cause du chauffage HF des ions.



Figures VIII-1-28 a&b

LBNL RF DRIVEN (H+/H-)
Décharge BF à couplage inductif au plasma
2MHz up to 50kW
Sans induction
pulses de 20µs at 50Hz
Ions métalliques produits par sputtering du
matériau d'antenne
Intensités >10mA

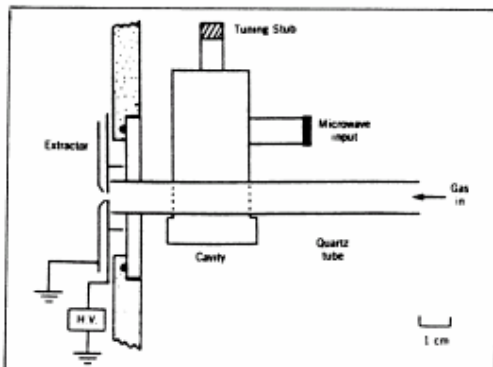
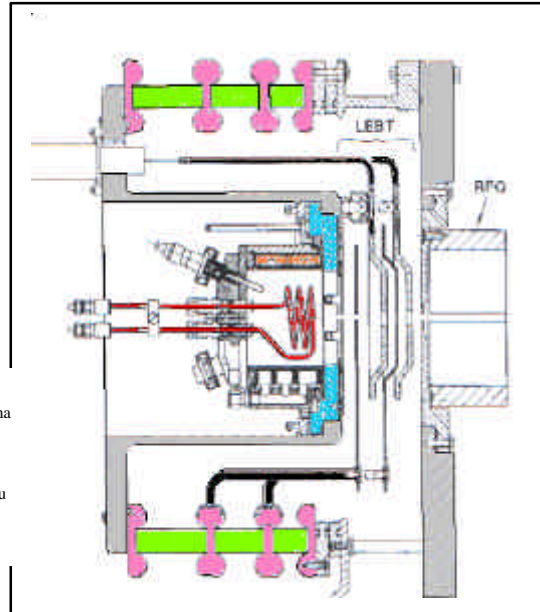


Figure VIII-1-29a - Source HF à cavité 2.45 GHz.

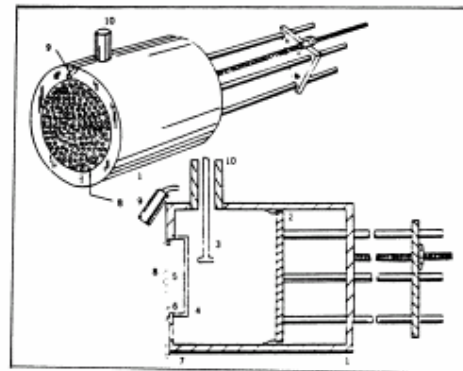


Figure VIII-1-29b

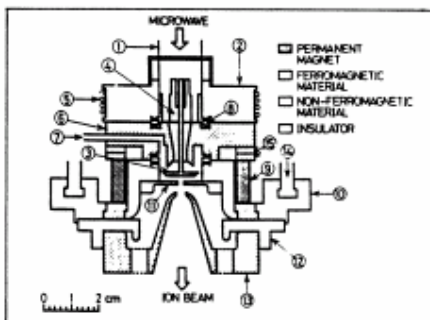


Figure VIII-1-29c

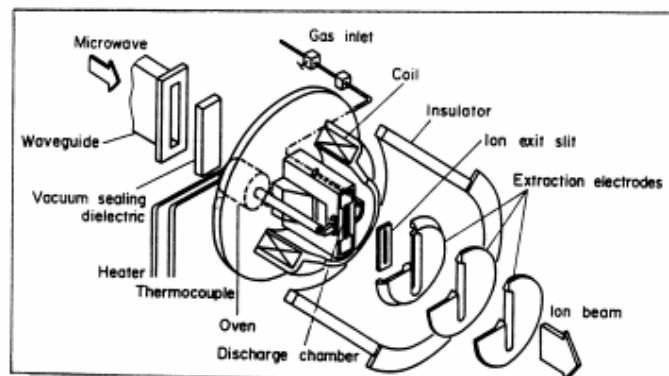


Figure VIII-1-29d - Source HF d'implanteur.

-----B-- Les sources à résonance cyclotron (ECRIS, **figure VIII-1-30**) utilisent des hyperfréquences allant aujourd'hui jusqu'à 28 GHz (on envisage >30 GHz) dans une configuration magnétique propre à minimiser les pertes de densité du plasma par diffusion ambipolaire [R. Geller, *Annual Review* 40 (1990)15] :

- induction axiale fournie par des solénoïdes en bouteille magnétique ;
- induction radiale multipolaire à B minimum sur l'axe, obtenue le plus souvent par des aimants permanents (SmCo et NeFeB, par exemple).

Elles utilisent la résonance entre la fréquence de rotation des électrons dans l'induction et le champ HF aux points (dont l'ensemble constitue les surfaces de résonance) où la relation suivante est vérifiée :

$$\omega_{HF} = \eta \cdot B \rightarrow f = 2.8 \cdot 10^{10} B$$

Les électrons transitent entre les bosses d'induction et traversent plusieurs fois les surfaces de résonance en gagnant principalement de l'énergie radiale. A la différence de la décharge HF en régime de diffusion, l'accroissement de l'énergie électronique ne se fait pas uniquement au moyen des collisions. Les ions formés sont confinés à la fois par la configuration magnétique et par le nuage électronique, de sorte que, à l'interruption de la HF, une bouffée d'ions est libérée (phénomène de l'"afterglow" que l'on retrouve dans l'EBIS). L'efficacité du couplage HF-plasma est limitée par la fréquence de coupure, d'où l'on déduit que :

$$n_{e,max[cm^{-3}]} = 1.2 \cdot 10^{-8} \omega_{HF}^2$$

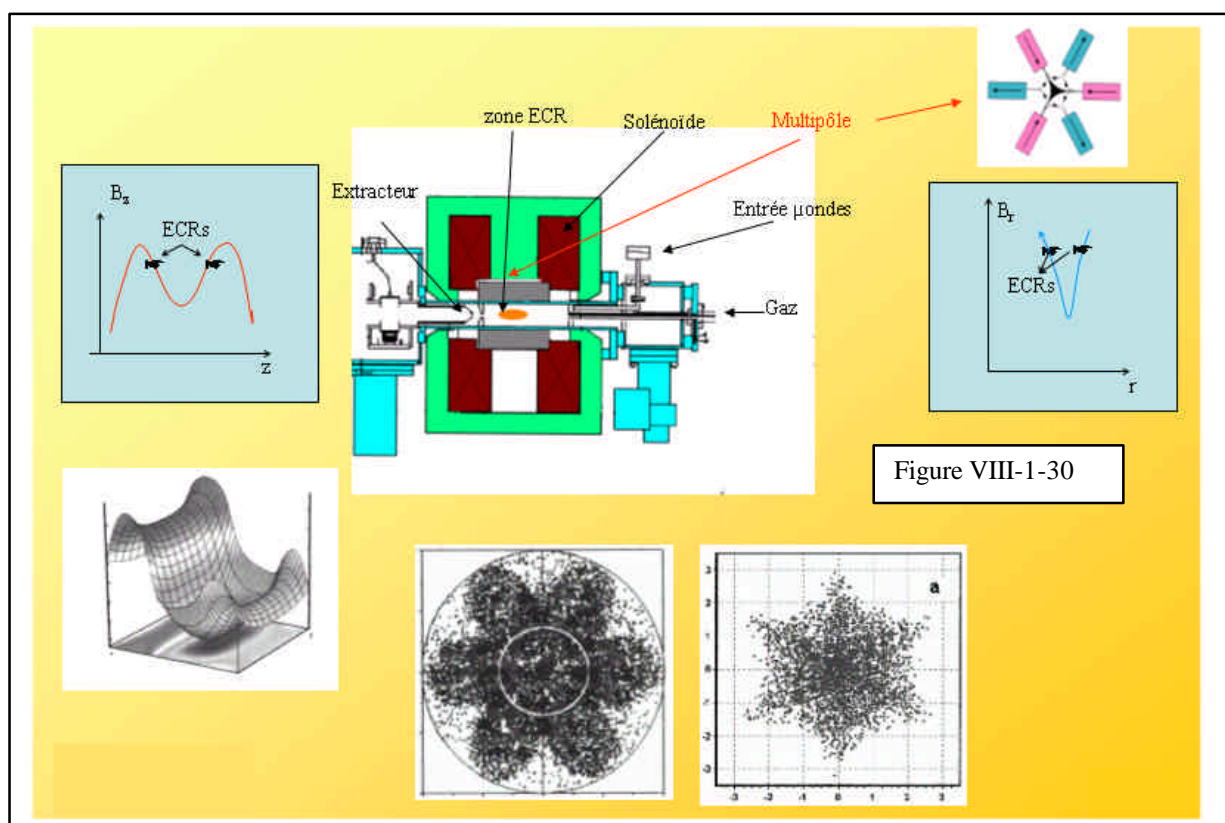


Figure VIII-1-30

Des relations semi-empiriques corréleront d'autres paramètres : par exemple, pour une même charge Z_i , l'intensité extraite I est :

$$I_{Z_i} \propto \frac{\omega_{HF}^2}{A}$$

De même (Cf. **paragraphe VI-1**), on trouve :

$$\langle n_e \tau v \rangle \propto \sqrt{\omega_{HF}^7 B^3}$$

et pour une masse A :

$$Z_{i,max} \propto W_{HF}^{1/3}$$

Dans la pratique, elles comprennent un ou deux étages en série (le premier ayant tendance à devenir compact) ou en parallèle (AECS de C.M. Lyneis) et permettent d'obtenir des ions multichargés jusqu'à U^{35+} avec un spectre de charges très étalé et des intensités élevées, ce qui les rend irremplaçables sur les accélérateurs (**Figures VIII-1-31a et b**, accélération du plomb au CERN). Le concept est maintenant utilisé dans des réalisations venant de

tous les secteurs d'application de par les qualités de routine de ce type de source : facilité de réglage, parfaite reproductibilité, longévité, bonnes qualités optiques ($\varepsilon_N < 5 \cdot 10^{-7} \pi$, $\Delta W < 100Z_i$). Mentionnons les mini-ECR (**Figure VIII-1-32**) d'encombrement $\approx \phi 10\text{cm} \times 10\text{cm}$ et les micro-ECR utilisées comme cathodes (**Figure VIII-1-29**) pour des sources intenses d'ions.

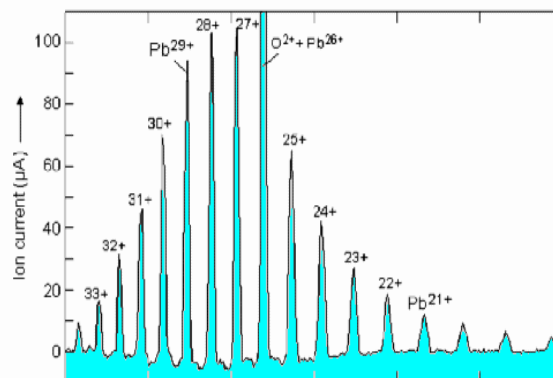
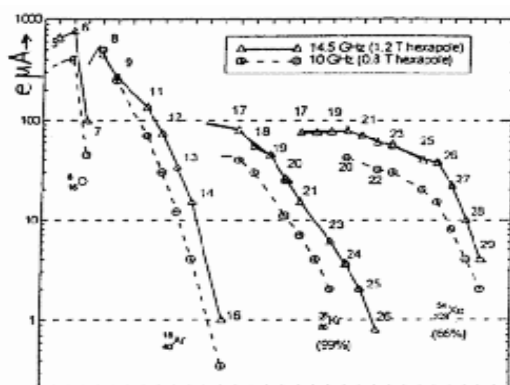


Figure VIII-1-31

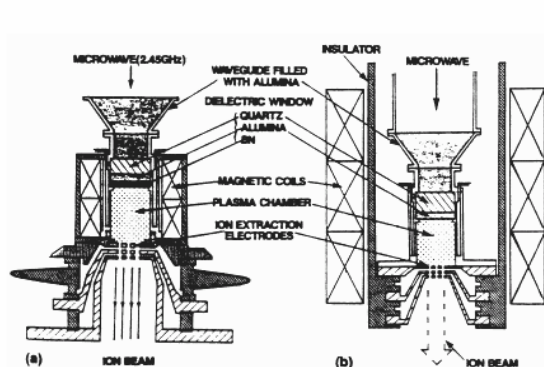
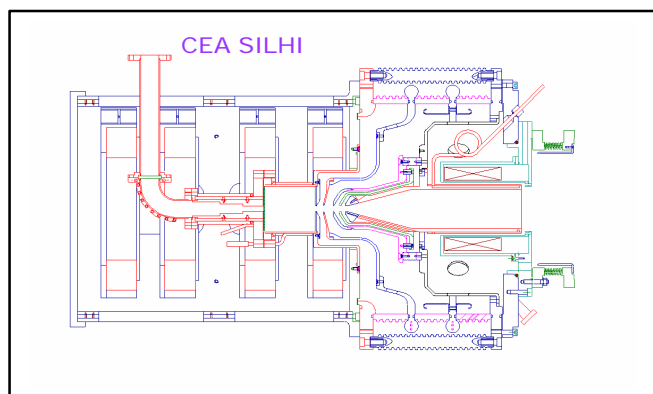
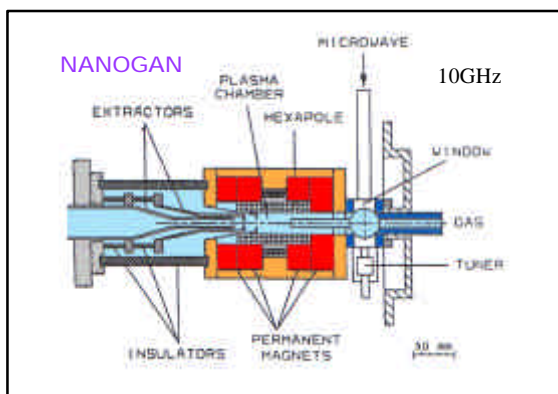


Figure VIII-1-32

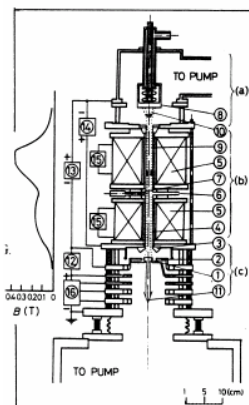


Figure VIII-1-33

Les sources à interaction faisceau-plasma entrent aussi dans cette catégorie, la HF étant fournie par l'instabilité d'un faisceau d'électrons généré à partir d'un canon et se propageant dans un plasma dense (**Figure VIII-1-33**) sur l'axe d'un solénoïde.

L'avantage de ces sources est l'absence de générateur hyper-fréquence coûteux avec la possibilité de sélectionner, par des cavités résonantes, la fréquence d'accord. L'inconvénient est une certaine lourdeur technologique. Elles sont par ailleurs très concurrencées.

VIII-1-3 LES SOURCES SANS DECHARGE

Les sources sans décharge sont très peu variées bien qu'historiquement elles aient été les premières utilisées et restent dans la réalité de tous les jours les plus nombreuses. En effet, l'utilisation de la triode inversée en manomètre à vide est l'ancêtre de la source d'ions. Elle utilise le bombardement d'électrons issus d'un filament chaud sans qu'il y ait décharge. Le courant d'ions collectés est proportionnel à la pression interne. Cette simple configuration a évolué vers une géométrie de type calutron pour donner des mini-sources d'ions équipant des dispositifs d'analyse de gaz ou de surface.

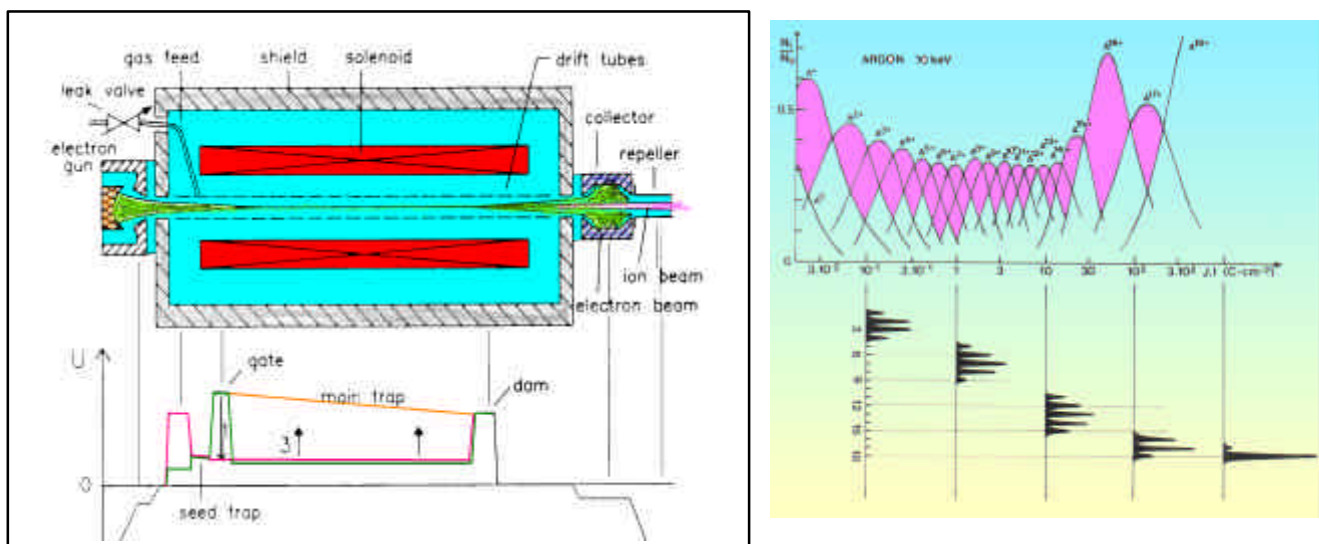


Figure VIII-1-35

-----A-- La source EBIS (Electron Beam Ion Source) entre dans cette catégorie avec une configuration très semblable à celle de la source à interaction faisceau-plasma. C'est résolument une source d'ions multichargés. Le faisceau généré par le canon est injecté en flot (Cf. §XII-3) dans l'induction croissante d'un solénoïde, généralement supraconducteur ($B > 3T$), où il est compressé pour permettre d'atteindre des densités électroniques $J_e \approx 10^3 \text{ A.cm}^{-2}$. La source fonctionne de façon cyclique par programmation des distributions de potentiel sur les électrodes (**Figure VIII-1-35**). La première phase d'injection dure $\sim 1\text{ms}$ et consiste à envoyer soit une bouffée d'atomes neutres dans le volume d'ionisation soit un faisceau d'ions venant d'une source externe (du type MEVVA, par exemple) en abaissant temporairement la bosse de potentiel terminale.

La seconde phase est le confinement proprement dit où l'ionisation successive se poursuit pendant un temps t pouvant atteindre 100 s ou être infini comme dans l'EBIT (T pour trap). Le chauffage des ions par interaction coulombienne est réduit par "cooling" en injectant des atomes légers qui s'échappent radialement après le transfert d'énergie.

La troisième est l'expulsion des ions par remontée de la distribution suffisamment lente pour "monochromatiser" les ions par filtrage de la vitesse axiale, et ce, dans une induction si possible faible pour transvaser l'énergie radiale en énergie axiale (cette expulsion est plus complète si elle coïncide avec l'interruption du faisceau d'électrons (afterglow)). Les propriétés optiques sont excellentes ($\Delta W < 2Z_i$, $\epsilon_N < 10^{-8} \pi$). On obtient des ions très chargés comme Kr^{36+} , Xe^{54+} , U^{92+} avec des intensités faibles dans un spectre de charges très étroit (semblable à celui d'un "stripping", **Figure VIII-1-36**). Les paramètres ont des inter-relations bien connues :

$$J_e \propto B^n V^{1/2} \quad 1 < n < 2 \quad \text{selon que le flot est immergé ou de Brillouin.}$$

La charge maximale stockable par cycle est :

$$Q^+ = 10^{13} I V^{1/2} \ell$$

ℓ étant la longueur de source. Q^+ est typiquement $\sim 3 \cdot 10^{11}$.

Les intensités sont donc limitées, ainsi que le cycle utile (la phase d'expulsion dure moins de 500 μs). Pour éviter la pollution du piège, le vide doit être excellent ($P < 10^{-10}$ mbar). La technologie très complexe intervenant dans cette source (canon à très haute densité, solénoïde supraconducteur, ultravide lointain) a limité son développement. C'est une des sources pouvant ioniser des particules issues d'une autre.

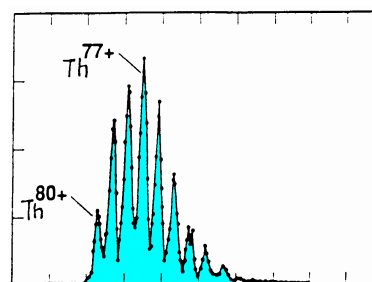
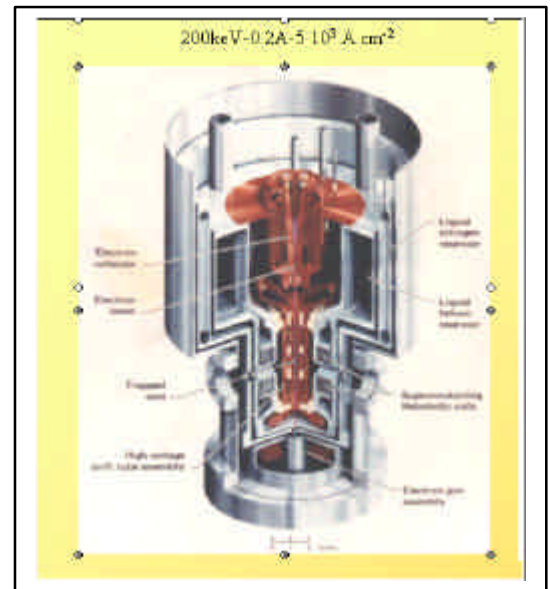
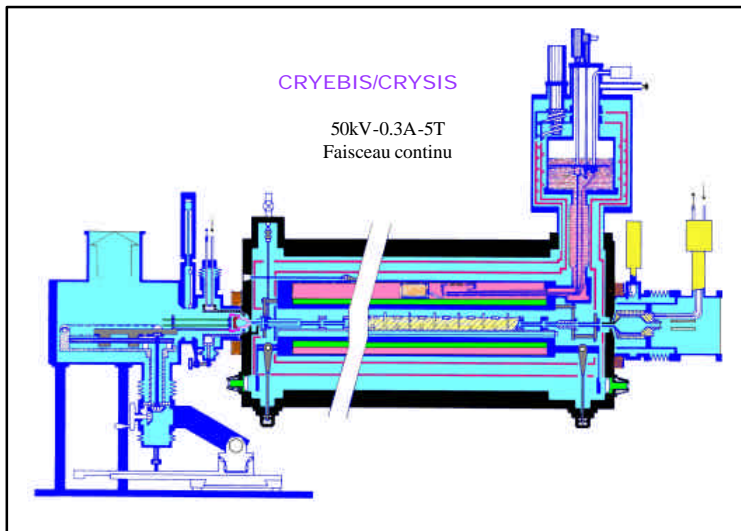
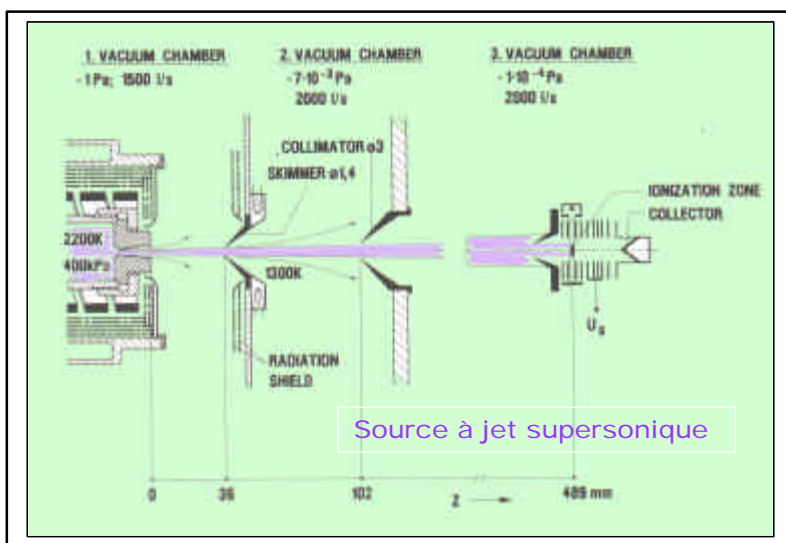


Figure VIII-1-36



-----B-- Les sources d'agrégats (clusters) à jet sont très intéressantes par la densité d'énergie qu'elles permettent de déposer sur une surface. Elles utilisent un générateur de jet parfois supersonique dont la géométrie de tuyère et les caractéristiques d'expansion du jet font que les atomes de celui-ci s'agglutinent par condensation (**Figures VIII-1-37**). On atteint des agrégats de 10^4 atomes! La pulvérisation, l'abrasion laser et l'ionisation de champ permettent aussi de produire des agrégats. L'ioniseur est en ligne avec le jet ; il utilise une géométrie Reflex à cathodes "transparentes" dont l'une est de type thermoélectronique (**Figure VIII-1-38**). Ce type d'ioniseur se rencontre dans les sources d'ions polarisés (Voir **chapitre X**).



Figures VIII-1-37

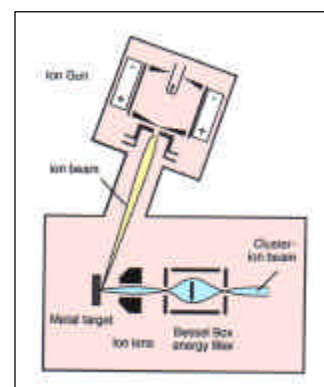
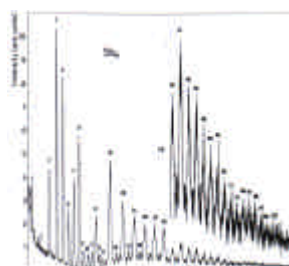
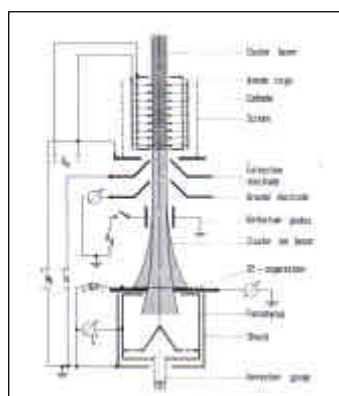
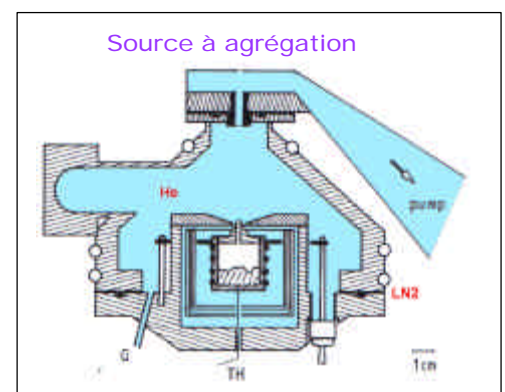


Figure VIII-1-38

VIII-2 LES SOURCES SANS BOMBARDEMENT

Le processus d'ionisation n'est plus basé sur l'impact d'électrons.

-----A-- Les sources à ionisation de surface ont l'avantage de la simplicité (**Figures VIII-2-1**) pour fournir des ions rigoureusement monochargés sans ions parasites et avec d'excellentes propriétés optiques. En revanche, elles ont l'inconvénient de n'ioniser que peu d'éléments (alcalins et alcalinoterreux). Le modèle le plus courant utilise une pastille de tungstène poreux (comme pour les cathodes imprégnées) au travers de laquelle passe la vapeur à ioniser.

Pour produire des courants $< 100 \mu\text{A}$ d'alcalins avec des durées de vie $\sim 2000 \text{ h}$ dans une géométrie très dépouillée, la source à aluminosilicates constitue une solution intéressante basée encore sur le principe de la cathode imprégnée : ces sels d'alcalins sont compactés avec une poudre d'un métal à fort travail d'extraction ; comme dans le cas précédent, la surface émettrice est bien définie et peut constituer la base d'une optique d'extraction de type Pierce.

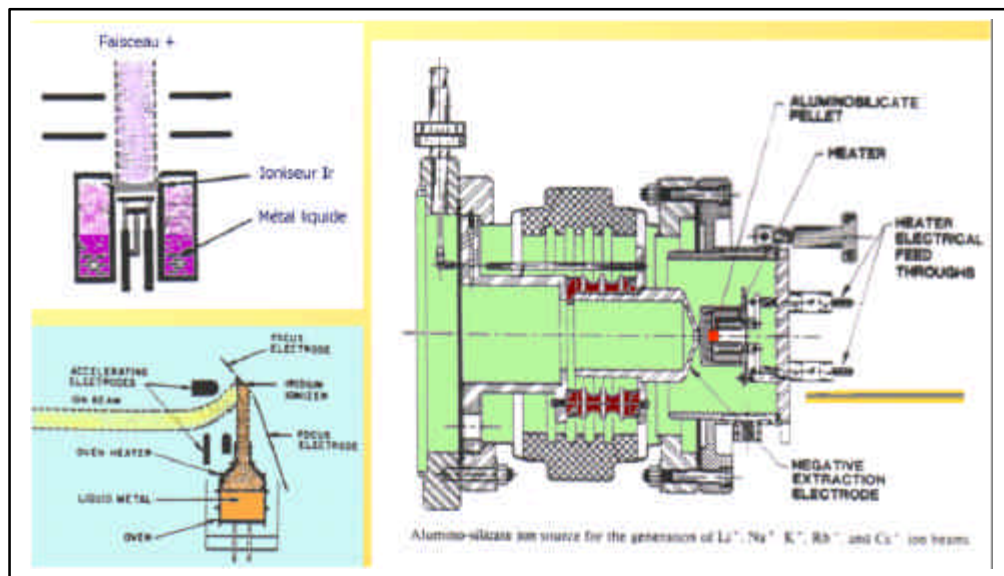
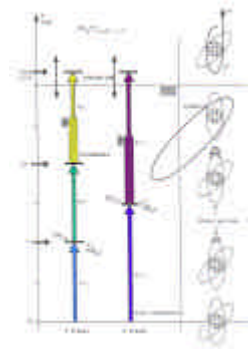
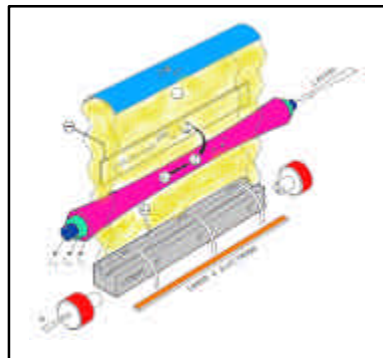


Figure VIII-2-1

-----B-- Les sources à photo-ionisation utilisent des lasers ou la lumière synchrotron comme source de photons. Le premier type est en plein développement ; l'ionisation est obtenue en 3 étapes : 2 excitations (passage d'un électron d'un niveau à un autre moins profond) puis l'ionisation en utilisant 3 lasers à colorants accordables synchronisés. Cette photo-ionisation résonante a une efficacité faible ($< 10^{-3}$) mais est très sélective : elle permet d'ioniser spécifiquement un isotope d'un corps.



Le second type est l'interaction d'un faisceau laser très dense (de 10^{10} à 10^{21} W/cm^2) avec une cible (**Figure VIII-2-3**). C'est un mode d'avenir. La construction de laser T³ (table top terawatt) qui fournissent des impulsions subpicosecondes à $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$ (correspondant à une lumière dont le champ électrique $> 10^{14} \text{ V.m}^{-1}$) rendent possible l'obtention d' U^{82+} alors accessible en moins d'une picoseconde [*Physics Today* 01-95]. L'absorption simultanée de plusieurs photons (multiphotonionisation) devient aussi possible. Les particules peuvent sortir avec des énergies très élevées (quelques dizaines de MeV en protons par exemple).

Le plasma très chaud et très dense produit une ionisation intense à forte vitesse moyenne d'expansion. On obtient par exemple Ba^{29+} , W^{45+} avec des cycles utiles faibles et une distribution de charges très étalée (**Figure VIII-2-4**). Hormis la dispersion en énergie très élevée ($> 10^3 Z_1$), l'émittance est bonne ($\epsilon_n < 10^{-7} \pi$) et d'autant meilleure que la charge est élevée. L'interaction ne peut se faire deux fois à la même place, donc la cible doit être mobile. L'intensité sur une charge peut dépasser le mA.

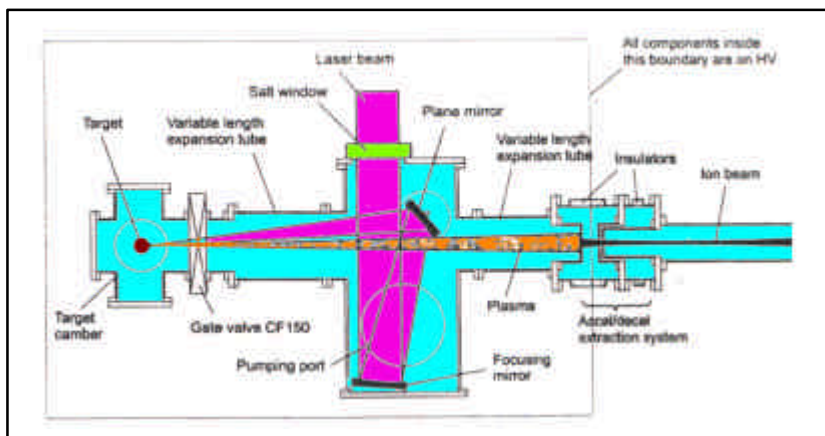


Figure VIII-2-3

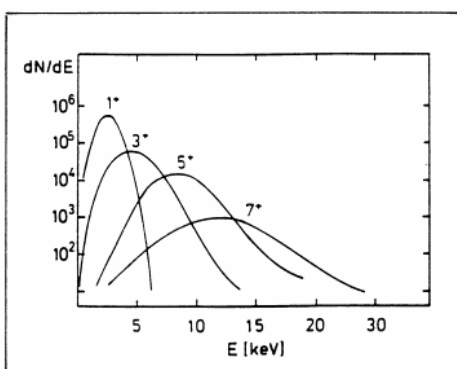
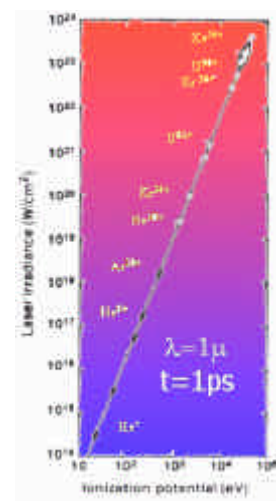
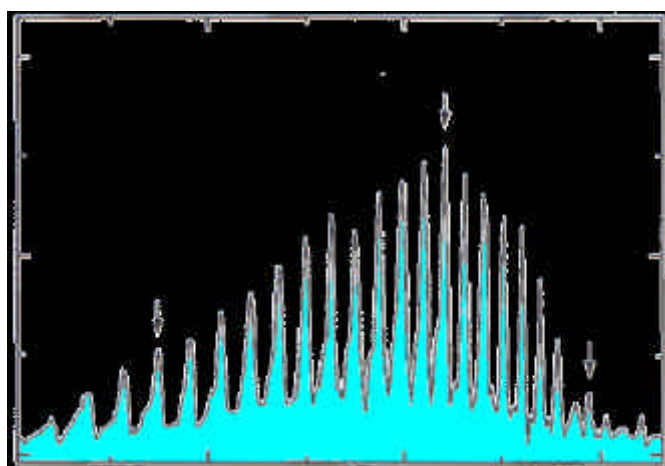


Figure VIII-2-4 - Exemple de dispersion en énergie des ions issus d'une source laser.



-----C-- Les sources d'ions à haute énergie sont marginales par l'équipement qu'elles nécessitent : un gros accélérateur.

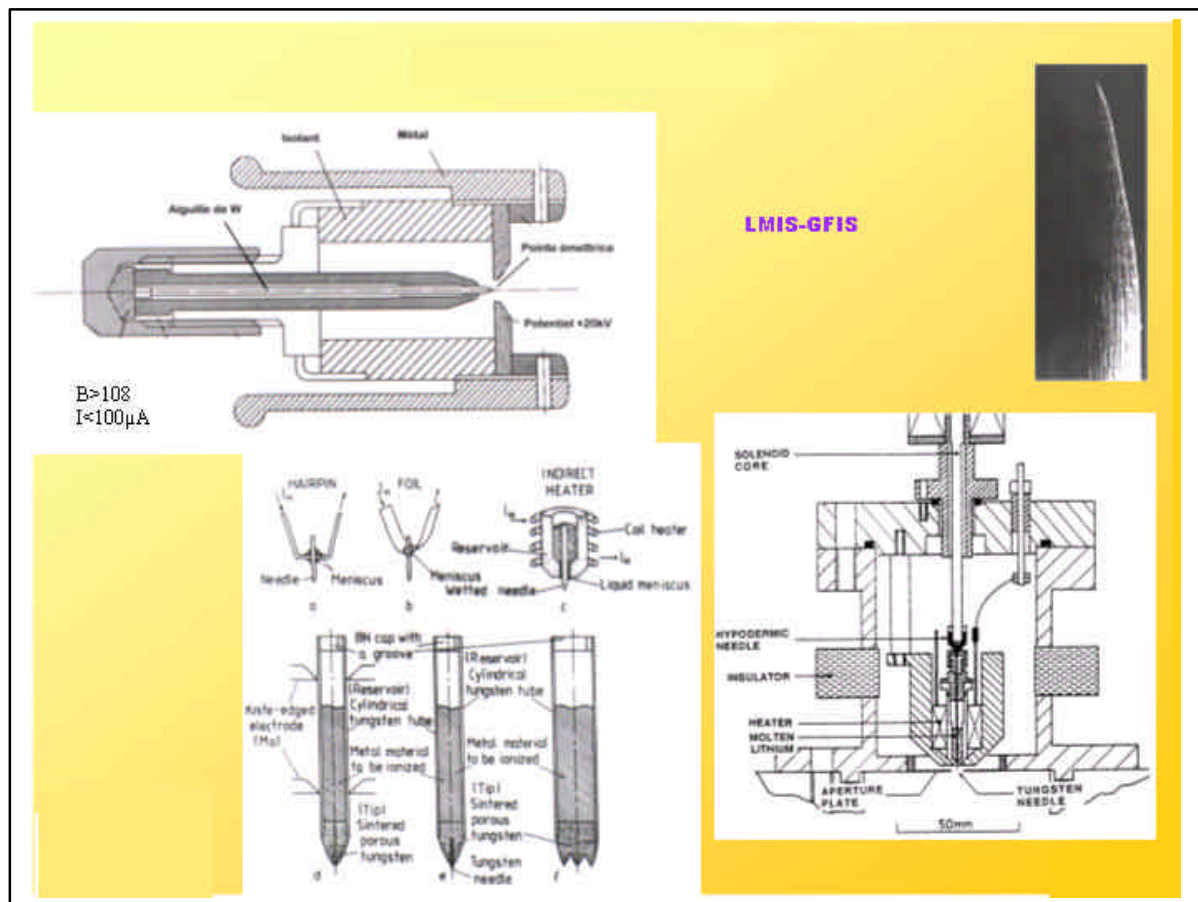
Dans le "stripping", un faisceau d'ions énergiques (quelques MeV/nucléon) traverse une feuille mince (épaisseur typique : 1μ). Les électrons des atomes de la cible "apparaissent" vus de l'ion "comme un faisceau d'électrons dense" qui épluche l'ion. Par cette technique, on obtient n'importe quel ion y compris U^{92+} .

Dans les sources d'ions de recul, un faisceau énergétique d'ions multichargés traverse une cible gazeuse. Les atomes du gaz sont ionisés multiples en une seule collision.

-----D-- Les sources à champ électrique élevé créent des ions par évaporation de champ (LMIS, Liquid Metal Ion Sources) et par ionisation de champ (GFIS, Gaseous Field Ion Sources).

La source type LMIS consiste en un dépôt de liquide conducteur à basse pression de vapeur fluant le long d'une pointe conductrice (tungstène ou carbone) ou d'un tube capillaire ou au travers d'une matrice frittée. L'apex de la pointe fait de 1 à 10μ de rayon ; placé près d'une électrode à forte tension, il s'y forme un cône liquide stable qui émet des ions et surtout des agrégats (clusters) mono ou multichargés, ce qui en fait l'intérêt.

Les sources GFIS utilisent la simple ionisation de champ d'un gaz passant à proximité de la pointe. Ces sources, nous l'avons dit, ont des brillances extrêmement élevées ($> 10^8 \text{ A.cm}^{-2}.\text{srd}^{-1}$) mais produisent des intensités faibles ($< 100 \mu\text{A}$). Elles sont de plus en plus utilisées dans le nano-usinage.



IX - LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS NEGATIFS

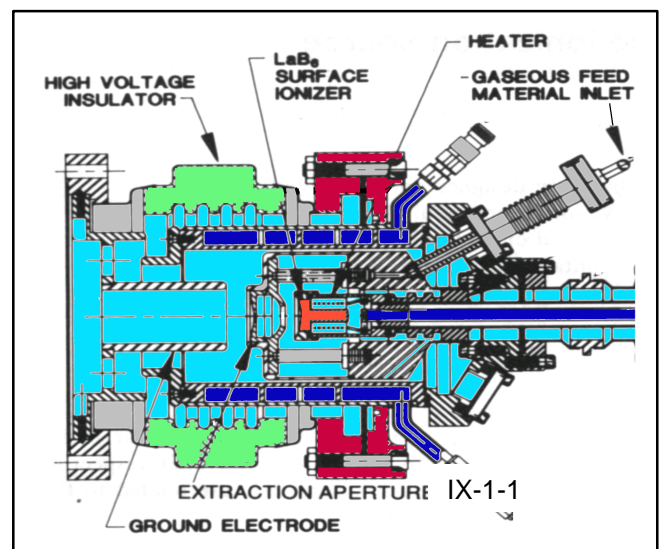
Du fait d'un développement beaucoup plus récent (début des années 60), le catalogue des sources d'ions négatifs est beaucoup plus restreint que le précédent. Par ailleurs, elles utilisent souvent des arrangements déjà décrits dans le chapitre précédent. Il en existe de trois types principaux :

- par ionisation de surface ;
- par ionisation en volume ;
- par interaction laser.

Elles connaissent actuellement une forte expansion pour la production de neutres à l'injection des tokamaks. Les machines à protons utilisent de plus en plus l'hydrogène négatif qui permet par "stripping" de faciliter l'injection ou l'extraction.

IX-1 SOURCES UTILISANT L'IONISATION DE SURFACE

Le processus classique suppose l'existence d'une surface constituée d'un métal à bas travail de sortie. La **figure IX-1-1** est une source développée par Alton [20] qui utilise une surface de LaB_6 permettant l'ionisation de gaz peu actifs chimiquement.



Le corps le plus utilisé est le césium dont les propriétés mécaniques sont trop mauvaises pour être employé sans support ; différents artifices permettent de créer les conditions de l'ionisation de surface, en ionisant la vapeur de césium pour "l'implanter" sur un support :

- à partir d'une décharge alimentée par de la vapeur de césium ;
- en formant un faisceau énergétique de Cs^+ qui pulvérise un substrat constitué de la matière à ioniser.

-----A-- Le premier processus est la "conversion de surface par plasma" mise en œuvre, par exemple, dans la source de Berkeley (**Figure IX-1-2**).

Cette dernière, utilisée pour convertir des H en neutres pour un chauffage de plasma, produit jusqu'à 1A de faisceau, dans une géométrie "multicusp" avec un support en molybdène polarisé à ~ -200 V par rapport à la boîte anode. Un plasma est formé à partir de filaments et d'un générateur de vapeur de césium. Dans d'autres modèles (**Figures IX-1-3**), le plasma est généré par ECR ou par décharge HF. Avec eux, pour des tensions d'arc ~ 5 V et des courants ~ 20 A, on produit plusieurs mA d'ions négatifs métalliques avec des émittances $\epsilon_N \approx 1 \cdot 10^{-7} \pi$ et $\Delta W < 10\text{eV}$.

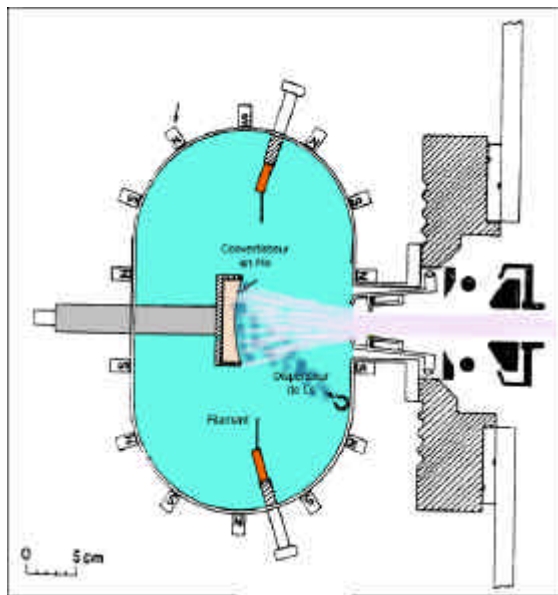
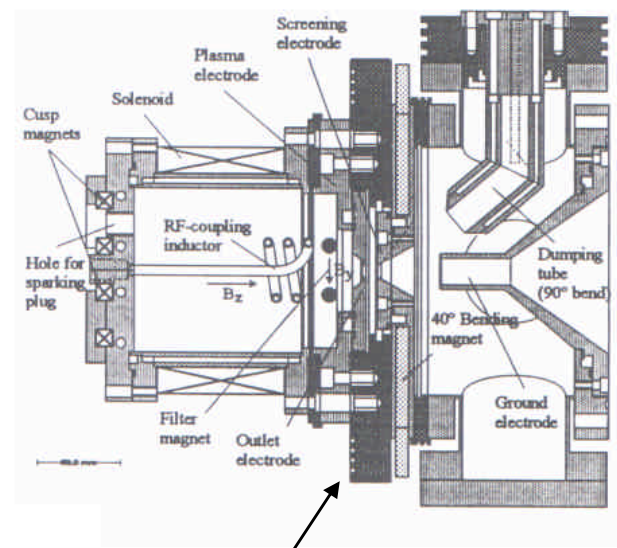
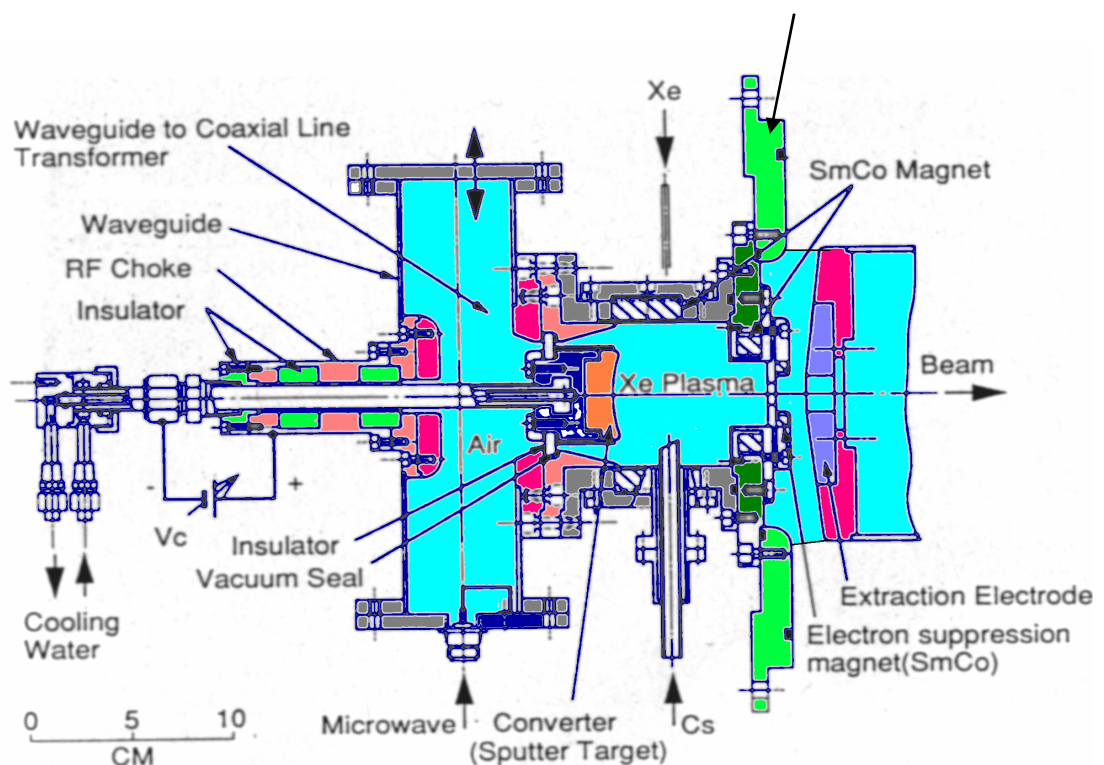


Figure IX-1-2



Figures IX-1-3



-----B-- Le deuxième processus est appelé communément "production d'ions négatifs par sputtering" et a été développé par Middleton pour être appliqué aux accélérateurs Tandem. Un faisceau de Cs^+ énergétique (20 à 30 keV - 1 à 2 mA), formé à partir d'une source à ionisation de surface, est focalisé sur l'intérieur d'un cône creux de la substance à ioniser et produit une pulvérisation permettant le contact ionisant (**Figure IX-1-4**). Le courant d'ions négatifs extrait au travers du trou est typiquement dans la gamme $0.1 \div 10 \mu\text{A}$. Une roue permet de changer rapidement d'échantillon à ioniser. Il existe un modèle inversé où le tungstène ioniseur producteur de Cs^+ est percé pour permettre le passage des ions négatifs (**Figures IX-1-5**) par un savant arrangement des électrodes.

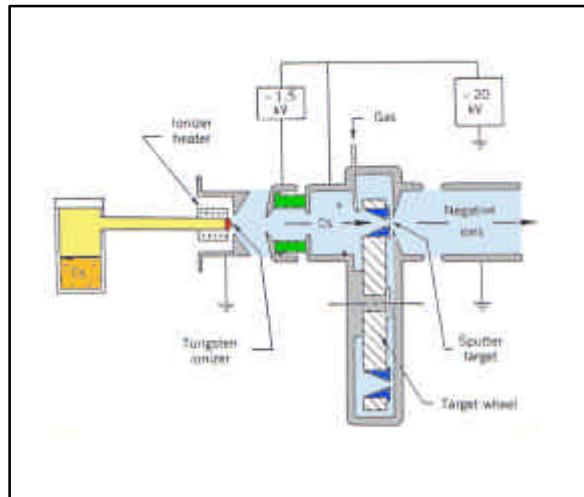


Figure IX-1-4

Inverted Middleton source

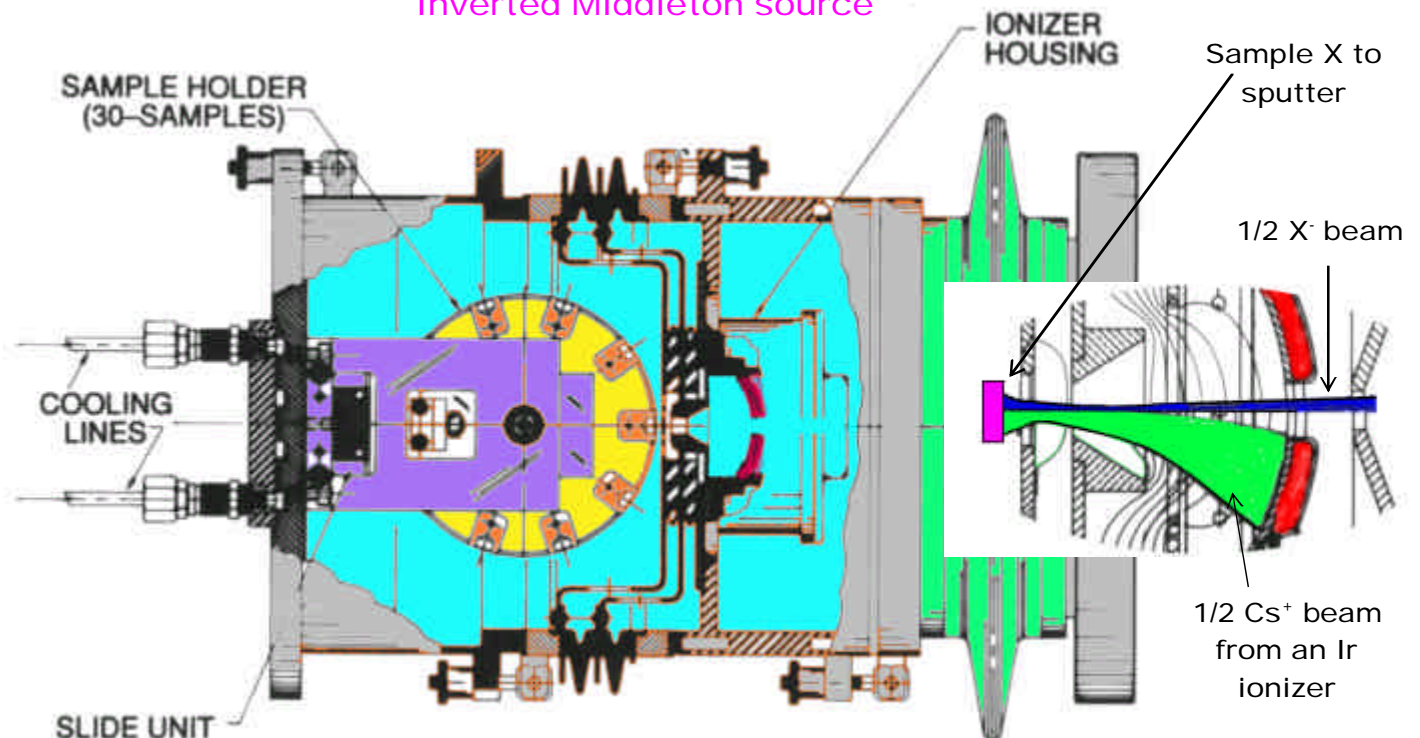


Figure IX-1-5

IX-2 SOURCES UTILISANT L'IONISATION EN VOLUME

Elles sont de deux types :

- à ionisation par attachement ;
- à échange de charges.

-----A-- Pour créer des conditions propices à l'attachement, il faut utiliser des décharges intenses à basse énergie électronique. On emploie des géométries de sources d'ions positifs. La **figure IX-2-1** est un duoplasmatron produisant de 10 à 70 mA H^+ avec un fond d'électrons de 5 à 65 mA. En extrayant hors de l'axe de l'électrode intermédiaire, on arrive à baisser ce fond de ~ 65 à ~ 4 mA. Les sources magnétron (**Figure IX-2-2**), PIG (**Figure IX-2-3**) et maintenant ECR sont utilisées pour produire des ions négatifs de gaz et sont largement supplantées par les sources de type "multicusp" capables de produire des faisceaux de > 10 A d'ions de gaz (**Figures IX-2-4**) ou de solides (cas du lithium).

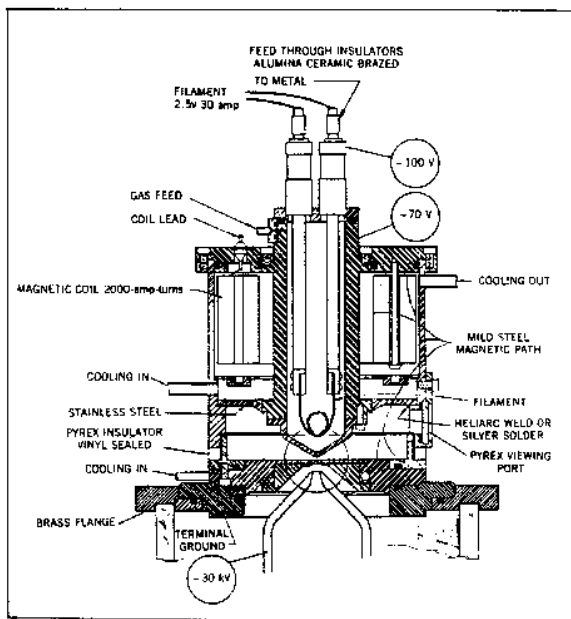


Figure IX-2-1 - Duoplasmatron pour X^- .

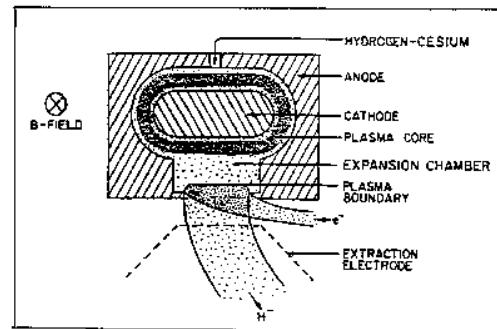


Figure IX-2-2 - Source magnétron.

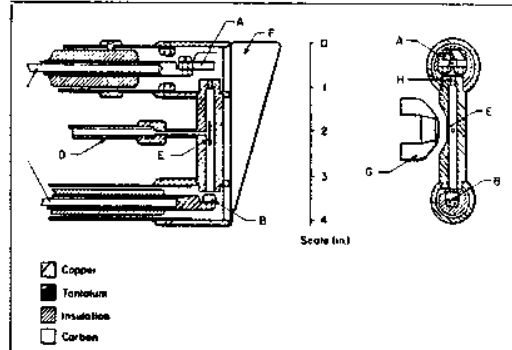


Figure IX-2-3 - Source PIG à X^- .

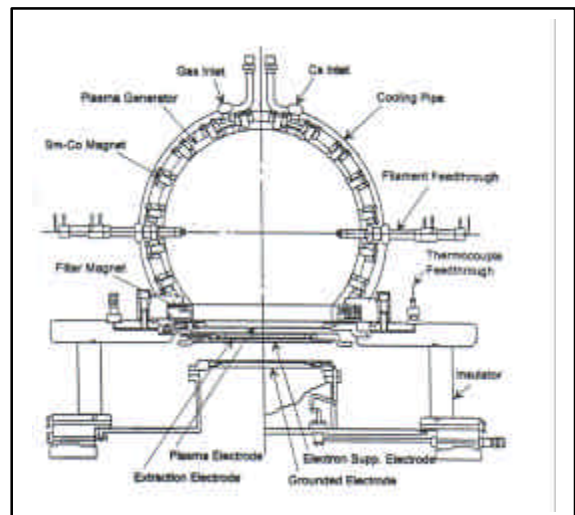
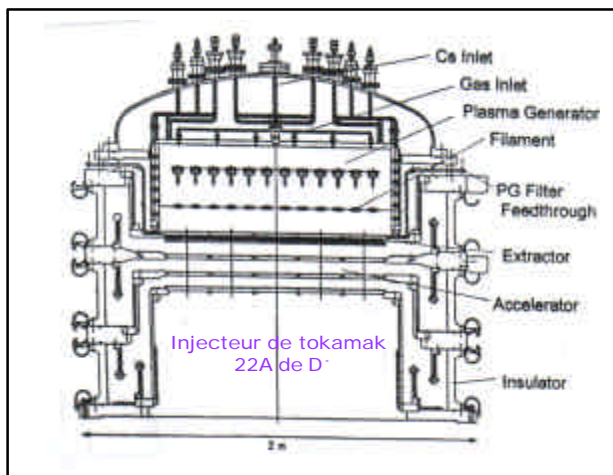
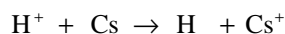
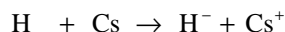


Figure IX-2-4

-----B-- Les sources à échange de charges ne sont plus guère employées que pour produire des faisceaux d'ions négatifs polarisés. La **figure IX-2-5** montre une réalisation type liée à ce processus, illustré ici dans le cas de l'hydrogène. Un faisceau intense de H^+ produit par un duoplasmatron, par exemple, traverse un canal contenant la vapeur d'un corps donneur d'électrons (par exemple le césium), interviennent alors les réactions :



et



dites de double transfert de charges. On a vu que ces réactions ont une efficacité atteignant 30% à basse énergie. On a pu réaliser, par cette méthode, avant l'avènement des sources "multicusp" et à partir de 11 A de D^+ , des faisceaux de 3.6 A de D^- au prix d'une complication technologique sérieuse.

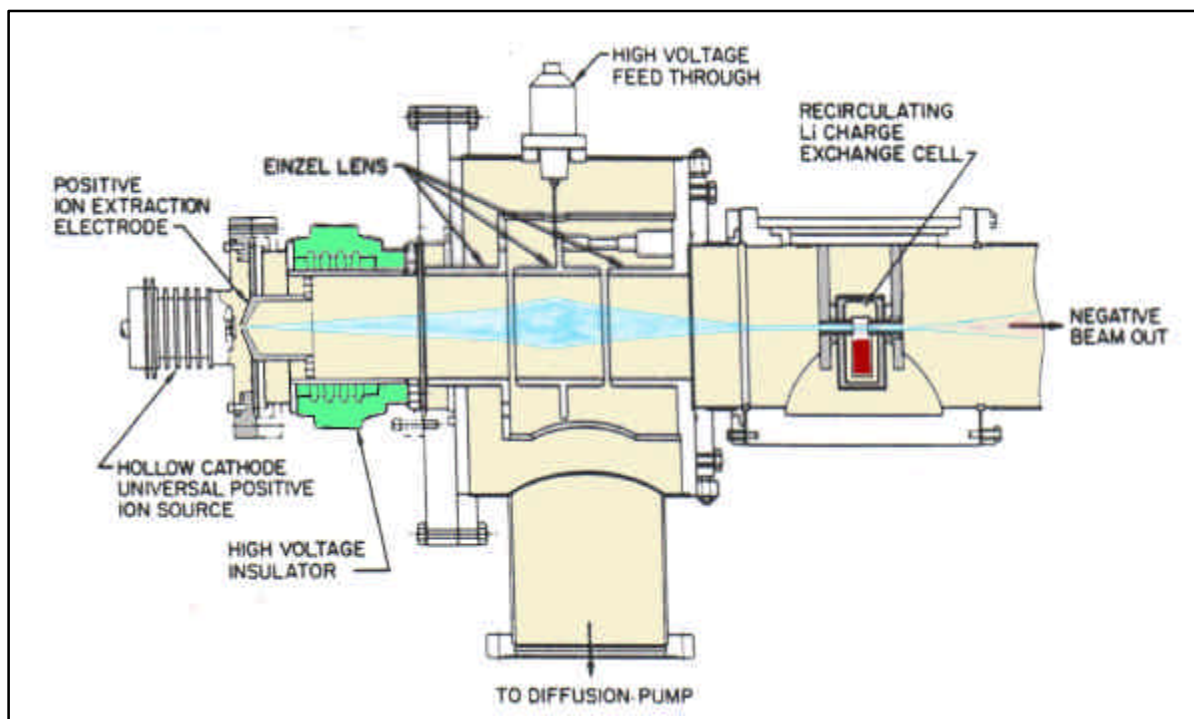


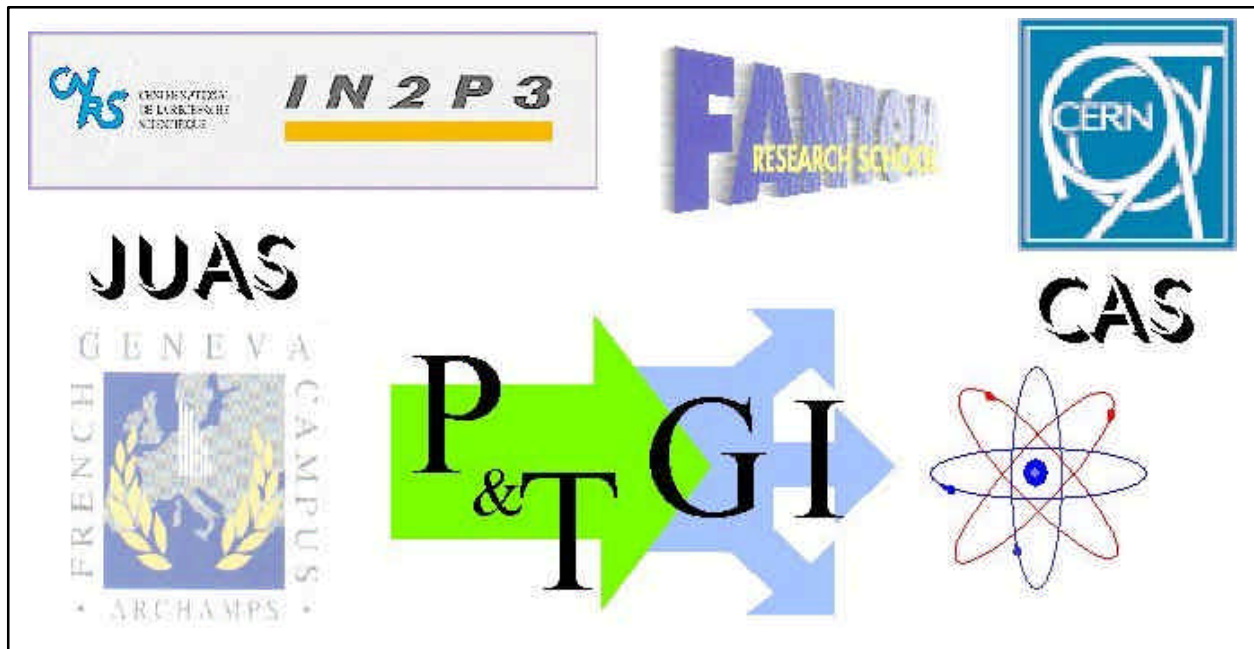
Figure IX-2-5

IX-3 SOURCES UTILISANT L'INTERACTION LASER

Elles sont le résultat de recherches récentes.

Le premier exemple est celui de l'interaction laser-matière comme dans le cas des ions positifs, mais avec un flux lumineux réduit ($< 10^8 \text{ W/cm}^2$). On obtient des courants crête $> 1 \text{ mA}$ de clusters multinégatifs.

Le second utilise la photoexcitation résonante d'un plasma contenant la vapeur d'un métal alcalin et un gaz électronégatif (par exemple K et SF_6). Les ions négatifs sont créés par collisions entre les atomes du gaz et ceux du métal, photoexcités et donc prêts à céder un électron. L'avantage de la méthode est la sélectivité d'ionisation sans électrodes et sans trop d'électrons!



X - LES SOURCES DE PARTICULES POLARISEES

Elles sont utilisées devant les accélérateurs de Physique Nucléaire afin d'affiner l'analyse des collisions inter-particules et d'avoir une meilleure compréhension des propriétés du noyau. Leurs principes sont complexes et nous nous bornerons à des généralités concernant les modèles les plus utilisés.

Les électrons et les noyaux des atomes ont un moment cinétique propre dit de "spin" qui peut prendre une série discrète de valeurs demi-entières de $\hbar/2$. Polariser un faisceau de particules, c'est donner une orientation particulière au vecteur représentatif du spin. Cette direction ou axe de "quantification" est définie par la direction d'une induction magnétique externe présente au lieu de production de la polarisation. Si les électrons sont directement polarisés, les noyaux le sont via leur interaction hyperfine avec les électrons de leurs cortèges que l'on polarise donc en premier.

Le cours suivant est extrait de l'école européenne FANTOM. L'intérêt croissant des particules polarisées justifie l'insertion de ce chapitre, en anglais et, de surcroît, assez délicat.

INTRODUCTION

Normally, spin axes of atomic nuclei or free electrons in a beam or a target point to all directions at random [J.M.Daniels. Oriented nuclei. Academic Press]. These particles are said to be oriented if there are some preferential directions. If an axis of quantization, which we shall call the z-axis, is defined by, for example, an externally applied magnetic field and if most of the particles are oriented with respect to this axis, their assembly is said polarized. For spin 1/2 particles, the vector polarization has a modulus P_z so that :

$$P_z = \frac{(N^+ - N^-)}{(N^+ + N^-)}$$

where N^+ (N^-) is the population in the spin state with projection parallel (antiparallel) to the quantization axis. For particles with spin=1, a tensor polarization may be defined. Its element of interest is the alignment P_{zz} , which describes the orientation of electric quadrupole moments and the spheroidal deformation of the nucleus :

$$P_{zz} = \frac{(1 - 3N_0)}{(N^+ + N^- + N_0)}$$

here N_0 is the population in the substate having angular momentum projection of zero. For higher spins, the tensor is of higher rank.

There are many ways to get spin-polarized particles. **Here, we just present the ion and electron sources today used on accelerators and able to provide coherent beams of defined energy and relevant intensities and optical properties for basic nuclear physics research.**

These modern devices are increasingly complex and expensive. They are based on a wide variety of principles sometimes well outside the fields of interest of the accelerator users or builders. They evolve owing to the advent of new technologies (cryogenics, lasers...).

The aim of this course is to be pedagogical on a subject especially arduous. In consequence, abstruse considerations will be avoided even if it is detrimental to the "perfect purity" of the discourse compared to the present scientific verity. For instance the different subatomic interactions involved will be described without using wave functions. Nevertheless, the prerequisite is a basic knowledge in atom physics.

Before describing the most common devices used to inject polarized particle beams into an accelerator, it is useful to define what kinds of requirements they must fulfil. Each machine is characterized by its RF frequency and its time acceptance (which determines the micro-duty-cycle), its macro-duty-cycle which may be limited by dissipated RF power considerations (e.g. in a linac as the SLAC) or by the accelerating process (case of the synchrotron), its injection energy, its range of admissible charge-to-mass ratios and its optical admittance, concept we have to clarify later. Then, the beam may be composed of either electrons, or positive ions or light or heavy negative ions. It may be pulsed or continuous, bunched, pre-accelerated. The source must generate an intense quiescent beam, i.e. monokinetic and with a low turbulence, then with a so-called low emittance. Emittance and admittance are optical pictures commonly used in the field of accelerators and beam transport systems. Let us spend a paragraph to define them [C.Lejeune and J.Aubert. Applied charged particle optics. Academic press (1980) 159 & M.Reiser. Theory and design of charged particle beams. J.Wiley & sons (1994) 57].

All sources are geometrically extended and generate particles owing to external perturbations (temperature, electric field, electron impact, photon absorption..) originating a velocity spread. In addition, the Coulomb field due to the particle charges induces non-Hamiltonian forces (space-charge effect) inside and near the source. It is possible to associate a "temperature" to the (generally) Maxwellian distribution of the particle velocities. The hypervolume in the six-dimensional phase space defined by the set of canonical coordinates q_i, p_i of the emitted particles is the "generalized emittance ϵ_G ". For Hamiltonian forces (i.e. forces which can be derived from a potential), in virtue of the Liouville's theorem, this hypervolume is an invariant along the beam path. **It is clear that the higher this volume the more difficult to finely focus the beam.** The emittance is a quantitative figure of merit describing the optical quality of the beam, which value is mainly determined by the source concept and parameters. Along the beam transport, to maintain this hypervolume constant, it is necessary to avoid short-range interactions between particles (collisions, Boersch's effect) and space-charge collective fields (point-to-point focusing).

If the beam propagates along the z-axis and if we consider a group of N particles during either a short period of time (a beam bunch duration) or a unit of time Δt , the axial and transverse motions are generally coupled so that the generalized emittance is a combination of a two-dimensional longitudinal emittance by a four-dimensional transverse emittance. Let us consider the particle center of gravity of the longitudinal distribution and a section of the phase space at the abscissa of this reference particle corresponding to the local transverse emittance ϵ_{TG} . In a cartesian reference system, the particles corresponding to this section are such that:

$$p_x, p_y \ll p_z$$

and

$$\epsilon_{TG} = \iiint dp_x dp_y dx dy \text{ which becomes } \epsilon_{TG} = (m_0 c \beta \gamma)^2 \iiint dx dx' dy dy'$$

with $\beta = v_z/c$ and $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$, the prime denotes a z derivative.

Each particle corresponds to a point (x, y, x', y') in the so-called "trace space". As most beams of practical interest have two planes of symmetry or are circularly symmetric, "geometrical emittances" (more often simply called emittances which is a source of misunderstanding) are defined by :

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \iint dx dx' = \frac{A_x}{\pi} [\text{mrad}] \quad \epsilon_y = \frac{1}{\pi} \iint dy dy' = \frac{A_y}{\pi} \quad \epsilon_r = \frac{1}{\pi} \iint dr dr' = \frac{A_r}{\pi}$$

These emittances are not invariant and to do comparison between different devices, two other invariants are defined :

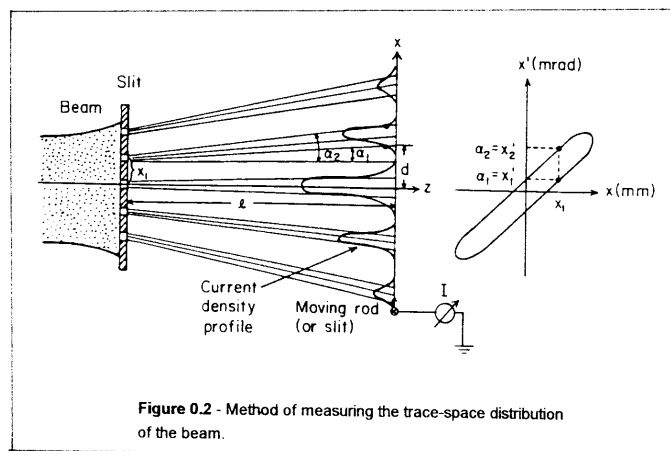
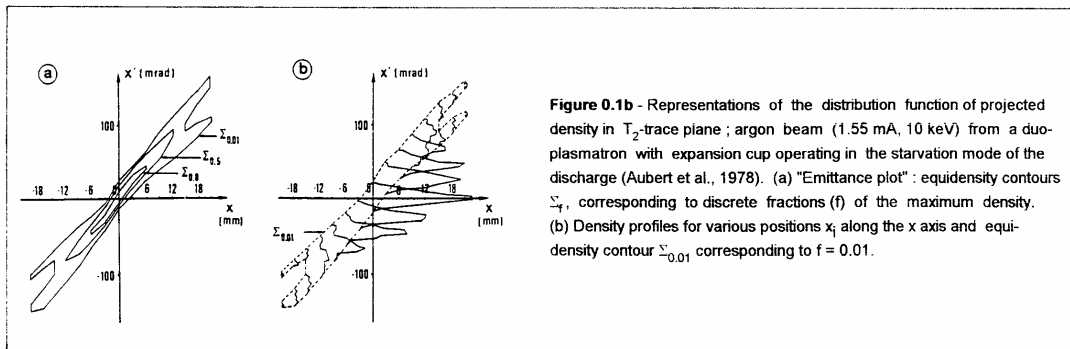
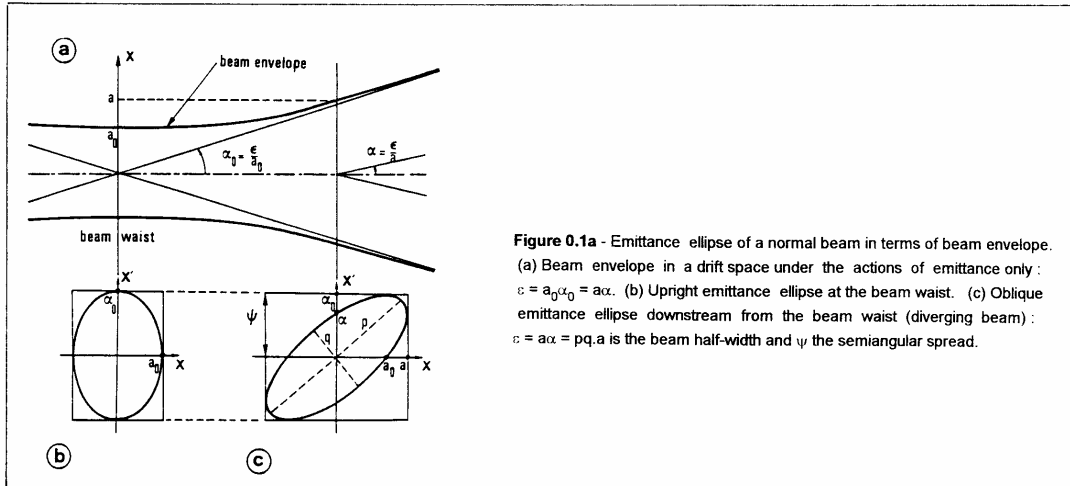
the normalized emittance ϵ_N :

$$\epsilon_N = \beta \gamma \epsilon \quad [\pi \text{ m rad}]$$

and the physical emittance \mathcal{E}_p :

$$\mathcal{E}_p = W^{1/2} \epsilon \text{ [m rad (eV)}^{1/2}]$$

The domain containing, for instance, all the (x, x') points is generally bounded by an ellipse which justify the π factor (**Fig 0.1a&b**). This emittance diagram rotates along the transport. The maximum domain of phase space (or



trace space) within which the motion of all particles is stable along a system is its acceptance or admittance. The whole beam is fully transmitted through the system if its emittance diagram is contained within the acceptance diagram of the system. Beam and system are said matched. Beam and system are said matched.

Brightness and normalized brightness are defined by :

$$B = \frac{I}{\pi^2 \epsilon_x \epsilon_y} \quad B_N = \frac{B}{\beta^2 \gamma^2}$$

For accelerator physicists, the brightness is the most representative factor of the optical quality of a beam.

For Gaussian beams, another measure of the beam quality is the product beam's width-divergence related to the random velocity spread, the correspondent root-mean-square (rms) emittance ϵ_{rms} , for instance in the x plane, is :

$$\epsilon_{rms} = x_{rms} \cdot x'_{rms} = \left(\overline{x^2} \overline{x'^2} - \overline{xx'}^2 \right)^{1/2}$$

If the geometric emittance diagram is an ellipse on upright position, with major axes x_m and x'_m , for a beam of uniform density :

$$A_x = \pi x_m x'_m \rightarrow \epsilon_x = \frac{A_x}{\pi} \rightarrow x_m = 2x_{rms}, x'_m = 2x'_{rms}, \epsilon_x = 4\epsilon_{rms}$$

Then, for a non-Gaussian density distribution (particularly at the source exits), it is meaningful to use ϵ_x , the four-times rms emittance as a measure of the overall beam quality. Generally, the sources deliver beams with a Maxwellian velocity distribution, which yields a native normalized four-times rms emittance ϵ_x^* , for instance in the x plane :

$$\epsilon_x^* = 2x (kT/mc^2)^{1/2}$$

where x is the dimension of the emitting surface, T the temperature and k the Boltzmann's constant.

In the longitudinal direction, an equivalent normalized emittance ϵ_z^* may be expressed :

$$\epsilon_z^* = \Delta z (kT/mc^2)^{1/2}$$

with Δz the longitudinal extension of the beam bunch. Using $\Delta z = v_z \Delta t$ and the energy spread $\Delta W = \beta c \Delta p$, this emittance becomes :

$$\epsilon_z^* = \Delta W \Delta t$$

The hypervolume of emittance, normally invariant, is proportional, at the source, to the convolution transverse emittance ' energy spread both connected to the temperature. The transport and accelerator systems use magnets which magnetic field couples the different planes. Consequently, the source must have low values for these both parameters.

Figure 0.2 shows the principle of the transverse emittance measurements. Typical normalized values are lower than $10^{-6} \pi$ m rad. The energy spread is generally measured with a dispersive electric sector field. For electron sources $\Delta W \leq 1\text{eV}$ and for ion sources, it is difficult to get $\Delta W \leq 10\text{eV}$.

1 - THE POLARIZED ION SOURCES

Let us recall that an atomic electron may have two magnetic moments of the same order of magnitude due to the spin and the orbital motion. Angular and magnetic moments are associated to colinear homothetic vectors. In presence of an external magnetic field, they precess around the field direction (Larmor precession). The electrons of the s-subshell have no angular moments ($l = 0$). The magnetic moments may produce an induction of 15 T at the nucleus. The latter has a magnetic dipole moment and may have electric and magnetic quadrupole moments. The electric field between electron and proton of the Hydrogen atom for example, is 0.6 TV/m! Shell electrons and nucleus are then coupled through electromagnetic interactions. The magnetic dipole interaction between the magnetic moments of the electrons and the nucleus is called the hyperfine interaction. Electron and nuclear moments are coupled only for weak external inductions. As the magnetic moment of the electron is about three orders of magnitude greater than the magnetic moment of the nucleus, most of the polarized ion sources are based on electron spin polarization of the ground-state atom followed by a transfer of the polarization to the nucleus owing to the hyperfine interaction. The atom is then ionized in a state $J = 0$ to avoid a further interaction. As these interactions sharply decrease with distance, light nuclei are more easily polarized .

Two main concepts will be described [W. Haeberli. *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 17 (1967) 373- T.B. Clegg. *RSI* 61 (1990) 385. & *NIM A* 357 (1995) 195.- P.Schiemans. *RSI* 63 (1992) 2519- Y.Mori. *RSI* 67 (1996) 1286.] :

-The atomic beam source (ABS).

-The optically pumped source (OPS or OPPIS).

The Lamb-shift source is no more used. They are able to produce either positive or negative ions according to the nature of the accelerator (the Tandem, for instance, only accept negative ions).

1.1. The atomic beam source.

They have been first extensively used to produce Hydrogen or Deuterium polarized ions. They are now able to provide alkaline ions. Primarily, we shall treat the method for Hydrogen easily adapted to Deuterium. The general scheme is shown on **figure 1.1.1**. Atoms are produced by dissociation of molecules by an electrodeless discharge in a Pyrex tube located inside a resonant circuit (≈ 20 MHz - 200 W, **figure 1.1.2**). Atoms diffuse out of this dissociator on the axis of the device through either a Laval nozzle to initiate a supersonic flow or a multichannel nozzle made of an array of ≈ 0.1 mm diameter capillaries. The jet may enter an "accommodator" at low temperature (LN2 cooled, **figures 1.1.3a&b**) to optimize the dissociation efficiency and increase the jet directivity. A series of skimmers collimates this jet so that the atoms travel nearly parallel to the axis with a velocity of $\approx 10^3$ m/s and a flux of $\approx 7 \cdot 10^{16}$ atoms/s. This flux may be pulsed to minimize the gas waste. A cryogenic vacuum technique is sometimes used to exhaust the system (**Figure 1.1.4**).

Then, these atoms enter the spin separation region. To gain a clear idea of what happens in this region, let us consider the **figure 1.1.5** which shows the energy-level diagram of the ground-state Hydrogen atom in an external induction B. In zero external induction (or field), the electron angular momentum J and the nuclear spin I couple to a total angular momentum F which takes the values $F = 1$ and $F = 0$, the four substates resulting of the combinations m_J, m_I are equally populated. Due to the hereabove mentioned hyperfine interaction, there is a splitting of the energy associated to these two values which is $\Delta W = h \times 1420.4$ MHz. For $B < B_c$, the spins remain coupled, the potential energy of the atom depends on the mutual direction of the spins which produces a separation between the hyperfine components (Zeeman effect). For much higher fields, the spins are decoupled (Paschen-Back effect). In the intermediate region, if we neglect the magnetic moment of the nucleus, the potential energy of the atom is simply :

$$U = \pm \mu_B$$

If the magnetic field is inhomogeneous in the radial direction (Stern-Gerlach magnets now replaced by six-pole magnets, **Figure 1.1.6**), the beam atoms experience a radial force :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} U$$

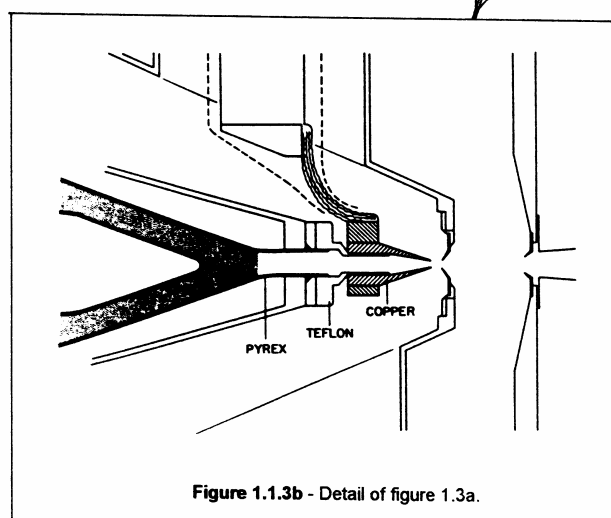
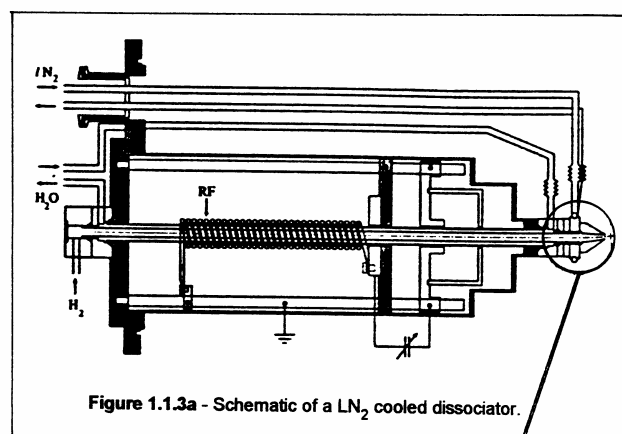
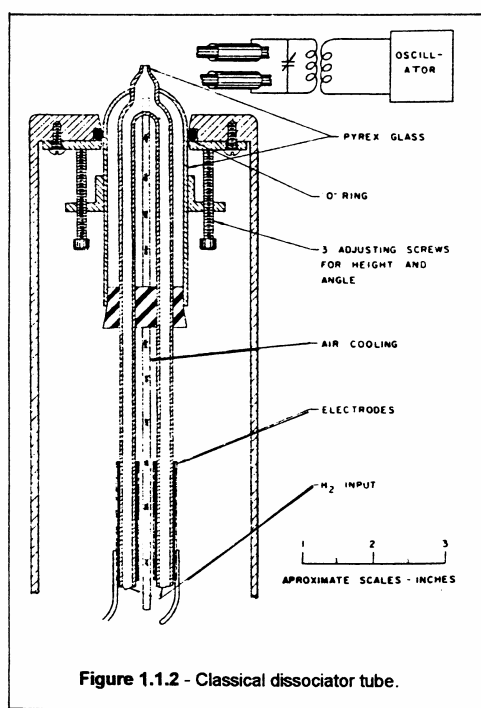
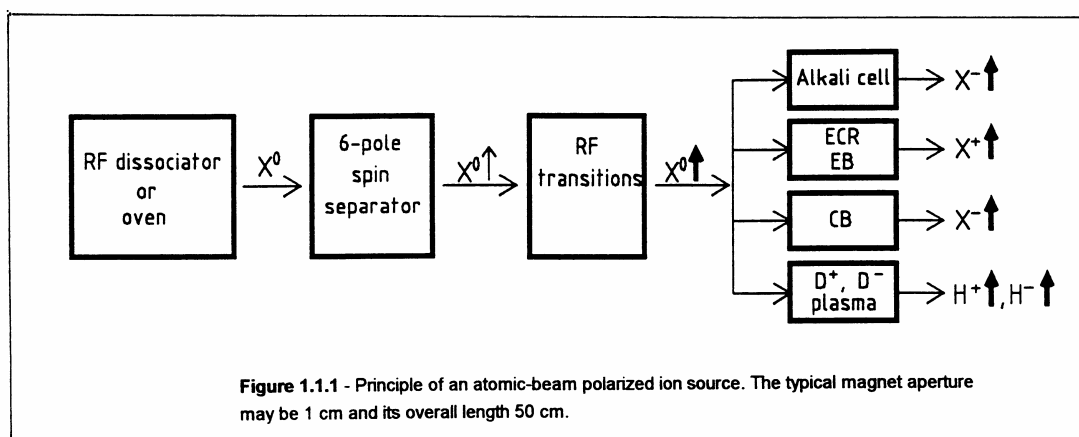
This force drives toward the axis the $m_j = +1/2$ states (①&②) and deflect away the $m_j = -1/2$ states (③&④). The length and the aperture of the sextupole are adjusted to get the desired states at a focus point for a selection by a diaphragm. The field variation at the sextupole exit must be adiabatic to avoid polarization losses. Let us point out that the atomic beam is not polarized inside this sextupole due to the indefinite field direction. The quantization axis is smoothly defined between this magnet and the following region : the region of "RF transitions". Different radiofrequency (RF) transitions between the hyperfine levels are used to enhance the polarization and for spin reversal (**Figure 1.1.7a**, where are given the allowed transitions by the selection rules). They are induced by microwaves which frequencies correspond to the level separation (on **figure 1.1.7b** are shown the different systems which surround the atomic beam to produce the RF fields). Their associated quantum may be absorbed or may stimulate emission. They may :

-a) flip the electron spin while conservating the nuclear spin (① \leftrightarrow ④, ② \leftrightarrow ③)

-b) conserve m_F (② \leftrightarrow ④, flip-flop interaction)

-c) reverse m_F (① \leftrightarrow ③, flip-flip interaction).

Within the source community a) & b) are said strong field or two-level transitions (SF) and c) are said weak-field transitions (WF). This latter is dipole-forbidden but may be induced by two successive quanta and requires the equidistance between the sublevels obtained at very low fields. Medium field transitions (MF) can be used to accomplish the traditional weak-field transitions but also the interchange of populations of adjacent hyperfine states. The variation of the angular momentum is performed by the "adiabatic-passage method" [F.Bloch. *Phys.Rev.* 70, 460 (1946)-A.Abragam & J.Winter. *Phys.Rev.Letters* 1, 374 (1958) & CRAS, 255, 1099 (1962)].



A transverse weak field slightly varies from $B_0 - \delta_0$ to $B_0 + \delta_0$ along the z-axis (**Figure 1.1.7c** shows the arrangement of tapered coils to produce the required field variation) and is superimposed on an RF longitudinal field $B_1 \cos \omega t$ at the local Larmor frequency (magnetic resonance). If B_1 is weak compared to δ_0 , the dynamic component of the field B_{eff} gradually rotates by an angle of π (**Figure 1.1.7d**). The magnetic moment which precesses around it is consequently reversed. The transitions may be combined, for instance for Hydrogen, a WF transition allows to reach a polarization $P = -1$ while the SF one provides $P = +1$. For WF transitions, the RF field is parallel to the atomic beam and transverse to B_0 , it is applied on a loop. The DC magnetic field varies e.g. from 5 to 15 Gauss over a length of 2 cm. The RF frequency is some tens MHz. For SF transitions, the mean field is about 100 Gauss with a field variation of some tens Gauss. The RF field, parallel to B_0 (no change of the angular momentum) is obtained in a resonant cavity tuned at the RF frequency (in the band of hundreds of MHz).

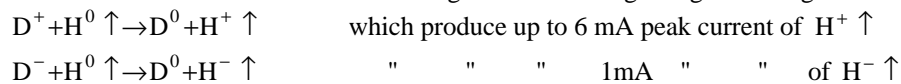
The polarized atoms may be then ionized by electron impact in a high magnetic field to avoid polarization losses due to the collisions. Two types of ionizers are used :

- the electron beam ionizer (EB, **figures 1.1.8a&b**). An intense electron beam from a hot filament is magnetically confined coaxially with the polarized beam. The radial potential well due to the electron space-charge traps the ions but is responsible of their high energy spread (>100 eV).

- the electron cyclotron resonance ionizer (ECR, **figure 1.1.9**) is more and more replacing the EB ionizer. The ionizing electrons are produced by a plasma generated from a buffer gas. These plasma electrons are heated by ECR excited by external microwaves (in the GHz band) in a longitudinal magnetic bottle. The radial confinement is provided by a sextupole field created by a set of permanent magnets. The ionization efficiency is increased and the energy spread is very low (< 20 eV). Arrangements of different ABS using ionizers are shown on **figures 1.1.10a,b&c**.

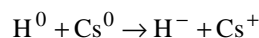
Two others ionization processes can be used :

- the charge exchange ionization (CE). Positive and negative ionizations can be obtained by passing the atomic beam through a gaseous target matter or a plasma. Both ionizers hereabove mentioned are followed usually by a Cesium vapour charge-exchange cell located in a strong magnetic field to obtain negative polarized ions with a high ionization efficiency at low energy (**Figure 1.1.11**). An interesting alternative is to use a resonant charge-exchange between the neutral atomic beam and singly charged ions. **Figure 1.1.12** shows the apparatus of Belov et al. [*RSI 67 (1996) 1293*]. A plasma source produces D^+ ions directly used or colliding a surface ionization converter which reverses the charge. The following charge-exchange reactions are possible :



The energy of the D ions is carefully adjusted at the resonance (≈ 10 eV).

- the colliding beams (CB). Instead of the CE way, EB or ECR ionizer + a fixed Cesium target, which imposes a fast polarized beam and a short exchange duration, this method uses a thermal neutral atomic beam interacting with a fast neutral beam Cs travelling in the opposite direction. The ionization is inherently negative according to the reaction :



and its efficiency is seriously increased by the longer dwell time of the neutrals inside the Cs. The Cs beam is created from a surface-ionization source with a tungsten converter. The Cs^+ beam is accelerated up to 40 to 60 keV and neutralized by charge-exchange with Cs (**Figures 1.1.13 a&b**).

The production of polarized heavy ions is limited to the first alkaline elements Li and Na (due to the $^2S_{1/2}$ configuration and a nuclear spin of $3/2$). They are produced from an oven through a Laval-type nozzle. The beam is electron-spin polarized by a quadrupole or an hexapole and a system of three RF transitions (one WF + one MF + One SF) produces various vector or tensor polarizations. The beam is positively ionized either by surface ionization or by an EB ionizer (LN Saturne-Saclay) or by the CB way. A classical Cesium charge-exchange cell is used to produce negative ions in an extremely complex configuration (**Figure 1.1.14**).

Let us mention a new promising scheme of ABS where a spin-exchange cell is substituted to the sextupole.

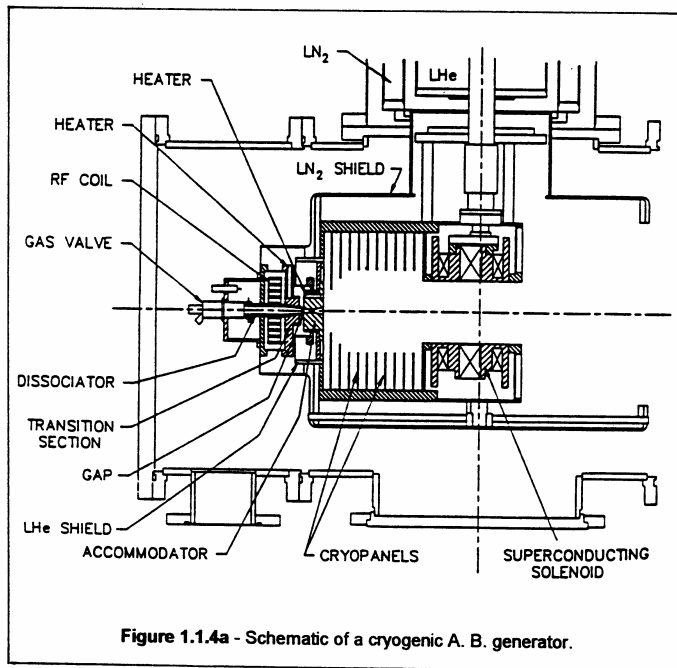


Figure 1.1.4a - Schematic of a cryogenic A. B. generator.

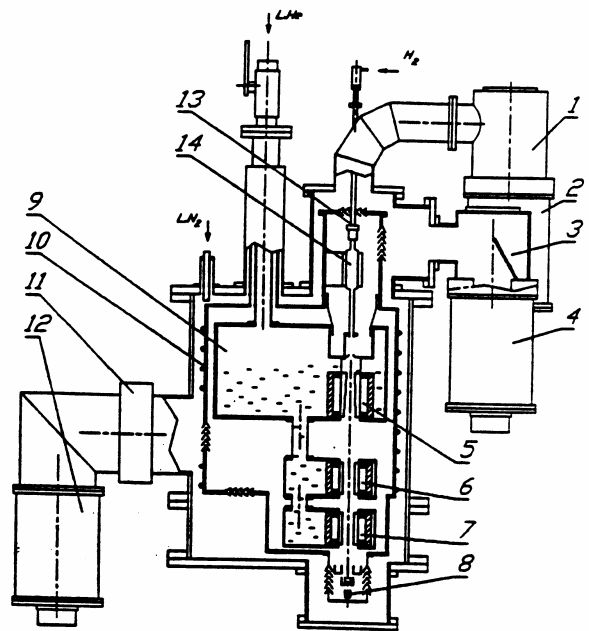


Figure 1.1.4b - Schematic of the source. 1,3,11- valves, 2,4,12 - turbomolecular pumps (500 l/s), 5 - superconducting sextupole magnet, 8 - thermal detector, 9 - helium cryostat, 10 - nitrogen shield, 13 - electromagnetic gas valve, 14 - dissociator.

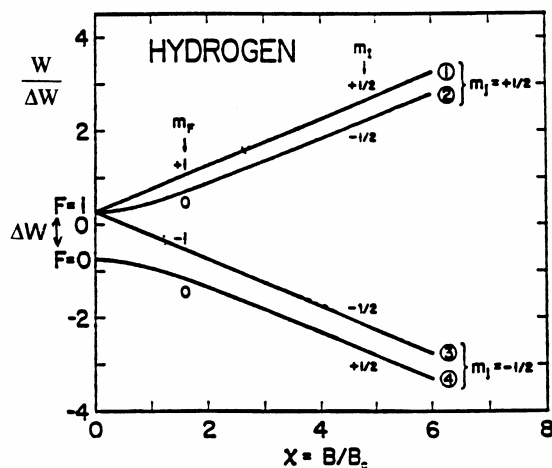


Figure 1.1.5 - Energy-level diagram of the hydrogen atom in a magnetic field. The energy is measured in units of $\Delta W = h \times 1420.4 \text{ MHz} (= 5.8 \times 10^{-6} \text{ eV})$. The magnetic field is measured in units of $B_c = \Delta W / (g_l - g_s) \mu_B$. For the ground state of hydrogen, $B_c = 507 \text{ G}$, and for the $2S_{1/2}$ excited state $B_c = 63.4 \text{ G}$. The diagram is drawn to scale.

$$\begin{aligned}\mu_B &= -9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T (Bohr magneton)} \\ g_l &= 2.002 \\ g_s &= -3.04 \cdot 10^{-3}\end{aligned}$$

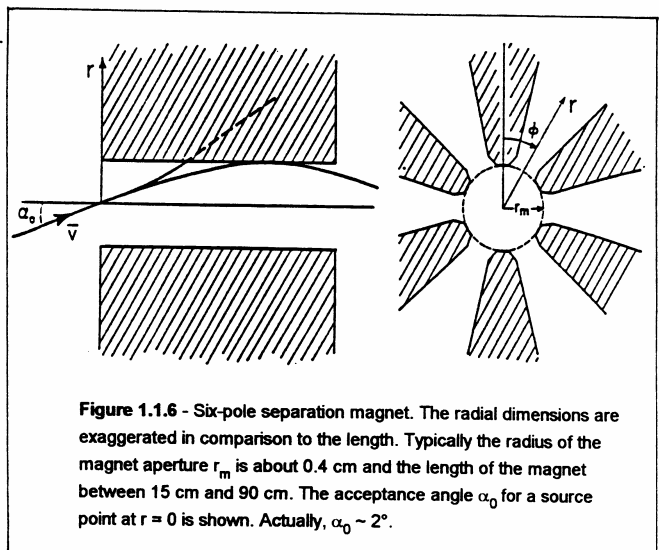
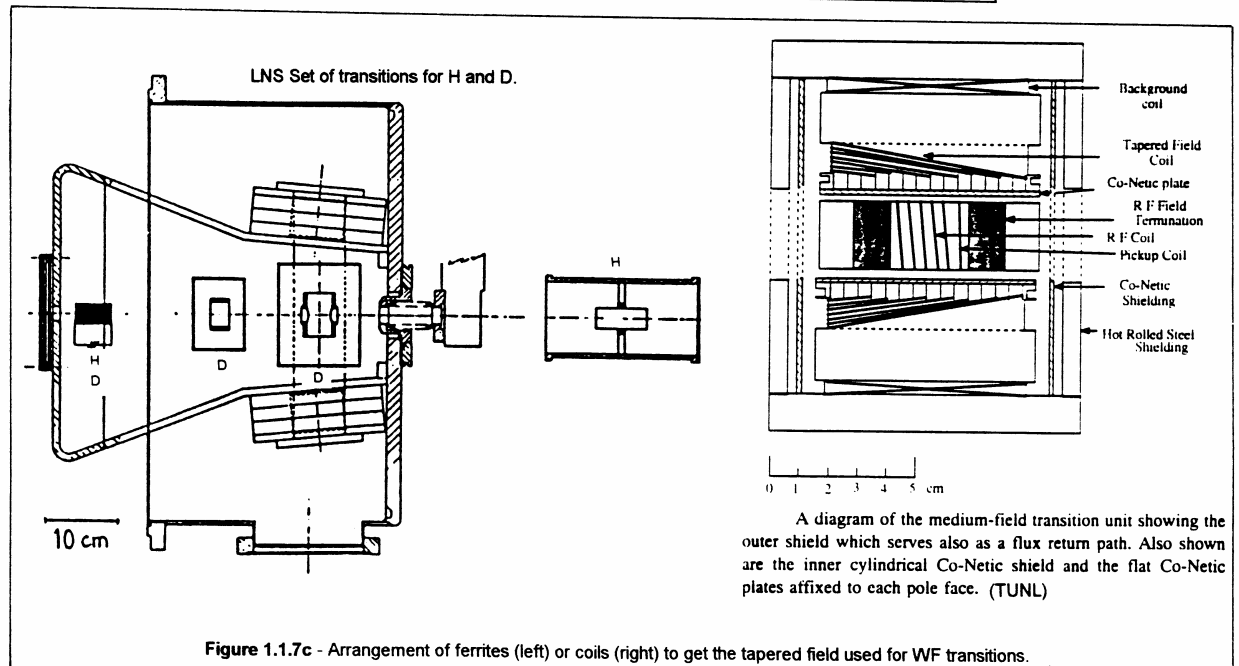
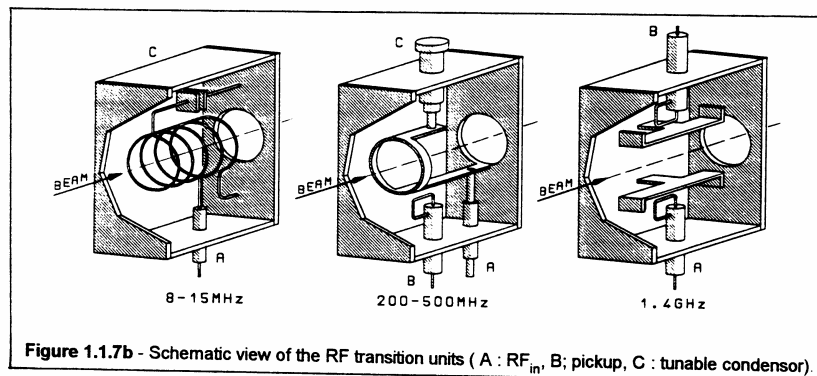
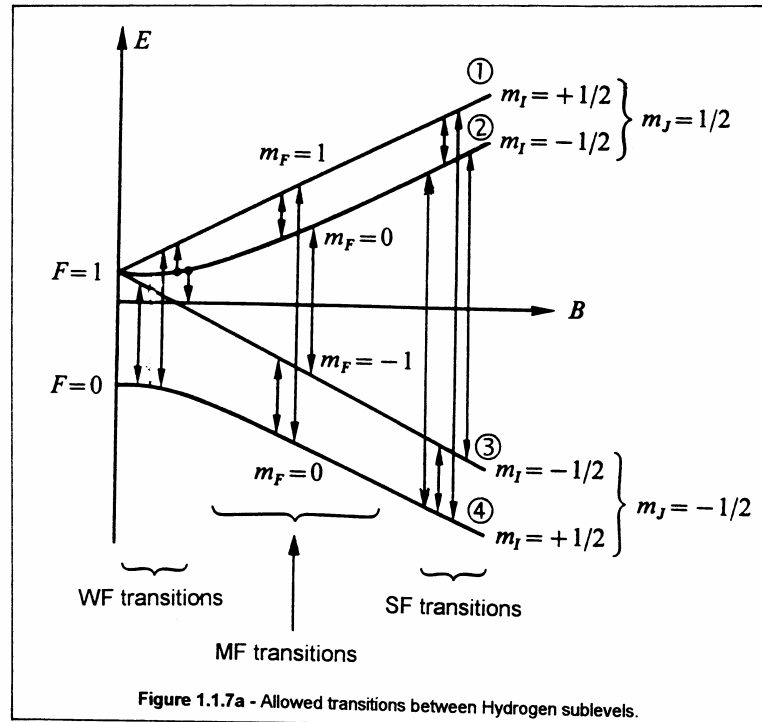
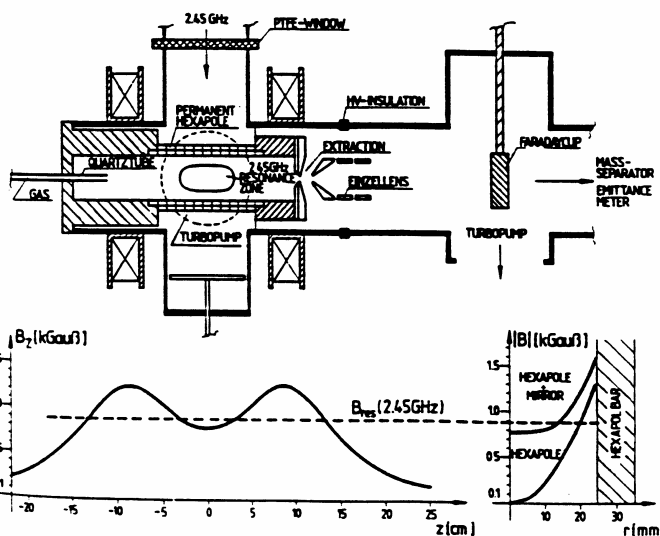
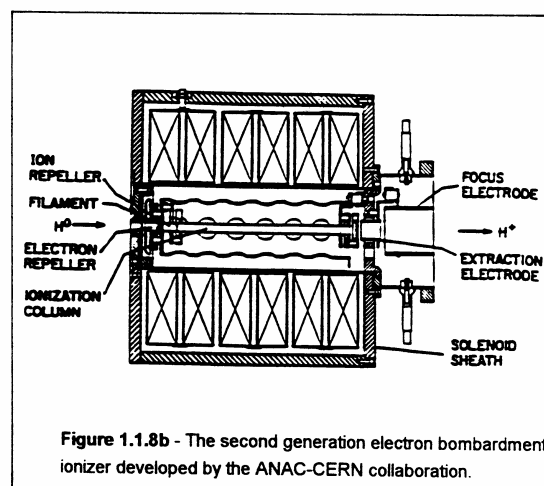
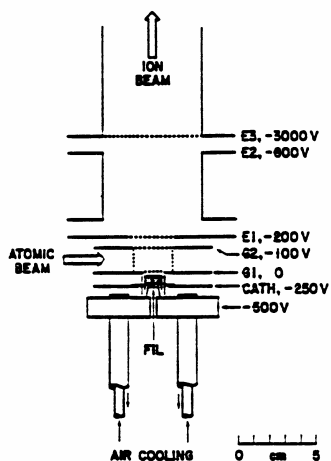
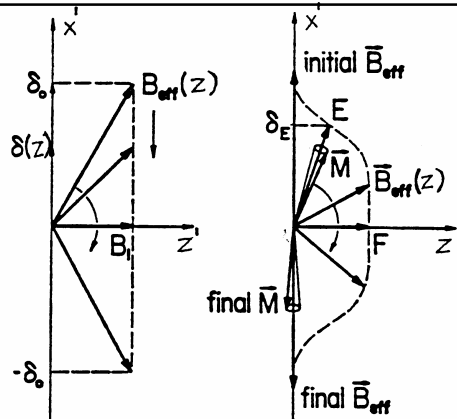


Figure 1.1.6 - Six-pole separation magnet. The radial dimensions are exaggerated in comparison to the length. Typically the radius of the magnet aperture r_m is about 0.4 cm and the length of the magnet between 15 cm and 90 cm. The acceptance angle α_0 for a source point at $r = 0$ is shown. Actually, $\alpha_0 \sim 2^\circ$.





1.2. The optically pumped polarized ion source.

They use processes of spin-exchange or charge-exchange polarization by collision between an electron-spin polarized alkaline atom and the candidate atom or ion to polarize (**Figure 1.2.1**). The reaction occurs at high velocities ($\approx 10^5$ m/s). They mainly produce Hydrogen, in the case of the nuclear spin-1 Deuterium, the pick-up of one polarized electron does not provide enough angular momentum to produce high polarizations. The reactant alkaline vapour is optically pumped by absorption of a circularly polarized light tuned on the D1 transition $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$, as the corresponding photon carries both energy and angular momentum the alkaline atoms become electron-spin polarized. The wavelengths are 589, 770 and 795 nm for Sodium, Potassium and Rubidium respectively accessible to dye or Ti-sapphire lasers. The Hydrogen atom cannot be directly optically pumped because the Lyman alpha line lies in the ultraviolet (at 120 nm) where a sufficient laser power is still not available. The spin transfer has to take place in a very strong magnetic field to decouple L and S sufficiently. Since the alkaline atoms are formed in an excited state, their deexcitation would be leading otherwise to a dramatic loss of nuclear polarization. The Hydrogen atoms are also mainly in an excited state. Radiation trapping, depolarization of the pumped atoms by the reabsorption of photons from decaying atoms is a serious problem.

The colliding energy is about 5 keV to be at the maximum of the cross-section of the electron capture. Produced from ECR or duoplasmatron sources, protons leave the spin-exchange cell as electron-spin polarized neutral Hydrogen atoms. A classical transition is not possible to get the desired nuclear polarization due to the high atom velocity then a diabatic magnetic field reversal, called Sona transition, is used to transfer the electron polarization to the nucleus. The atoms travelling along this region face a time-dependent magnetic field. If this time dependence is brief compared to the Larmor period, some substates are flipped in nuclear spin (**Figure 1.2.2**). Since only $m_J = +1/2$ substates (①&②) are populated in front of the transition, only substates ② & ③ are left after with $m_I = +1/2$. To produce ions, again a charge-exchange cell is added (**Figure 1.2.3**). Helium is used to produce H^+ and Sodium for H^- . The conversion is efficient due to the high atom velocity.

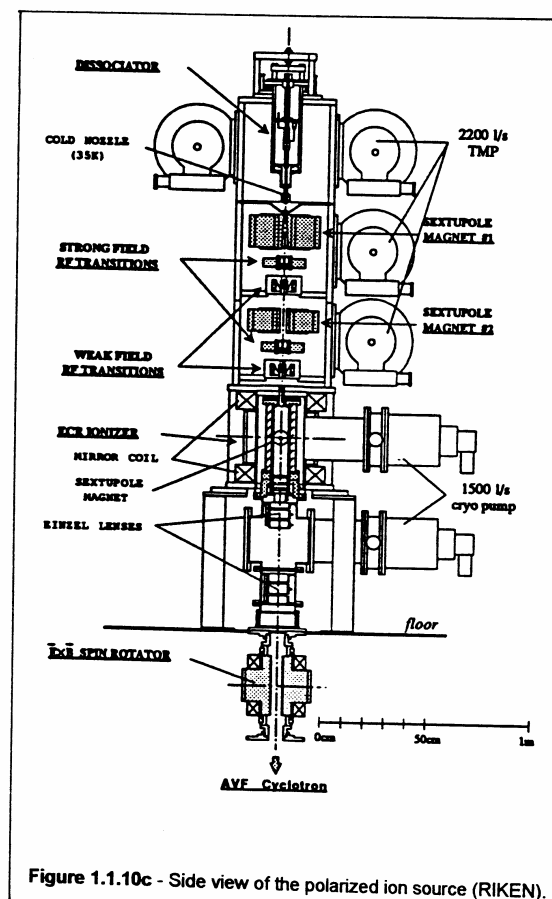
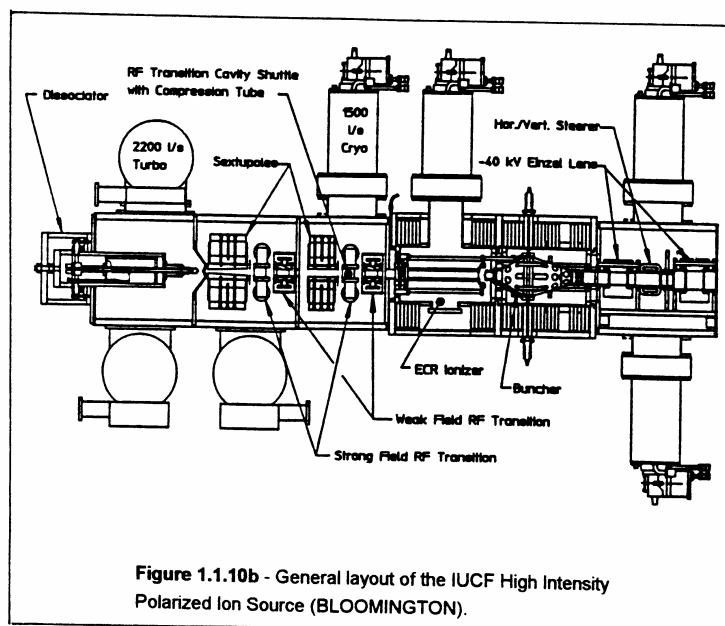
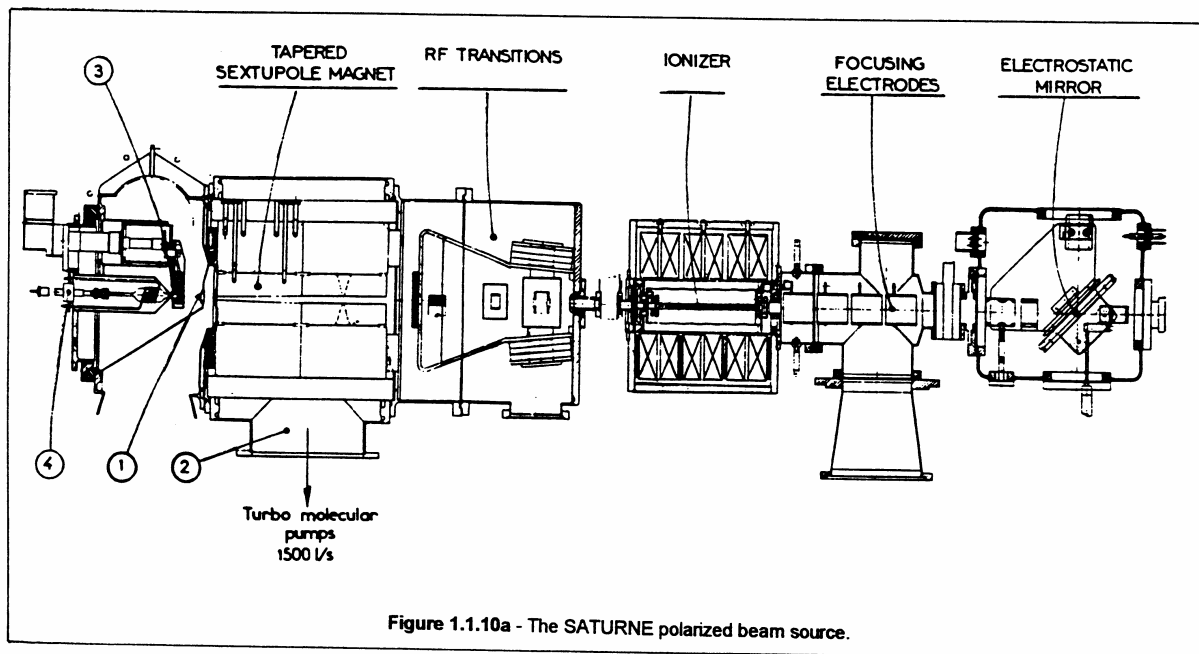
Latest results from KEK demonstrate that highly vector polarized negative Deuterium ions can be produced by a dual pumping technique. The first vapour ionizer polarize the atoms as hereabove, a further capture of another polarized electron is then selective due to the Pauli exclusion principle which theoretically results in full vector and tensor polarization (**Figure 1.2.4**). The production of heavy ions is also possible : for instance 3He and recently Sr (**Figure 1.2.5**). Other schemes of laser pumpings are underway.

1.3 Comparison between polarized ion sources

Tables 1 & 2 give the characteristics of the most important ABS and OPPIS. In the last two years, there was a tremendous progress especially on increasing the beam intensity at such a point that it would be possible, in a near future, to get intensities comparable to those of the unpolarized ion sources. From the tables, we may deduce that :

- sources producing positive ion beams deliver roughly ten times the beam current obtained from negative ion sources.
- pulsed sources nearly always deliver a much higher current than dc sources.
- the emittance lies around 1π mm.mrad.
- the highest polarizations are found in ABS using a Cs beam ionization (CE or CB).
- OPPIS start to provide deuterons with a dual optical pumping.
- production of heavy ions is anecdotic.
- these devices remain extremely complex.

More than 18 ABS and 3 OPPIS are now in operation. For accelerator applications, they are placed in a high voltage terminal to accelerate the ions before injection into the machine. A Wien filter is sometimes used to adjust the polarization direction just before injection. The polarizations are calibrated in both cases by measurements of scattering asymmetries at high energies.



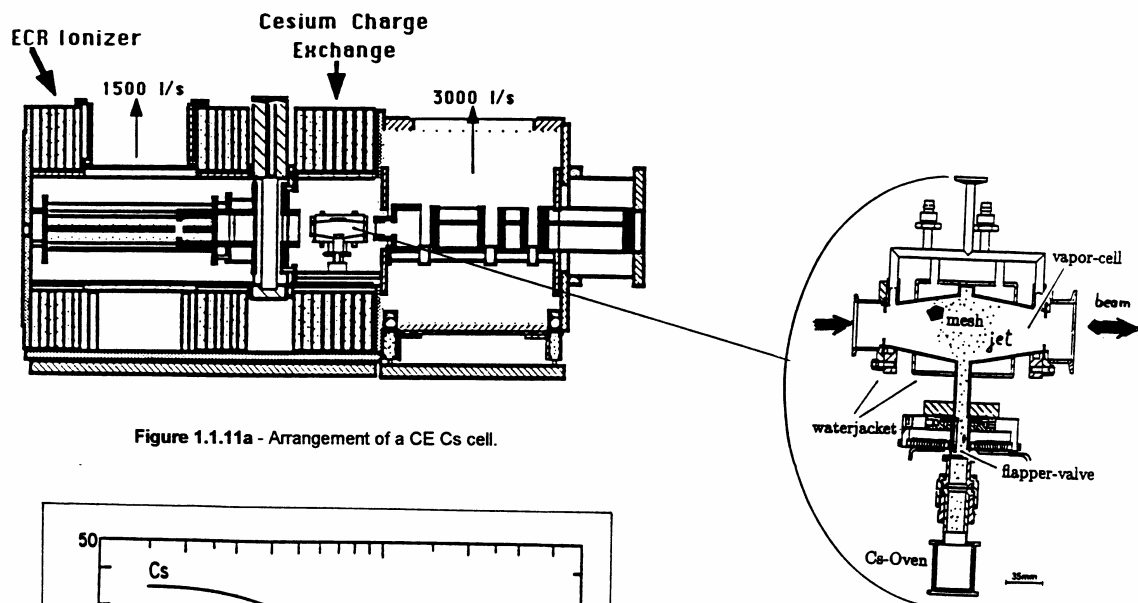


Figure 1.1.11a - Arrangement of a CE Cs cell.

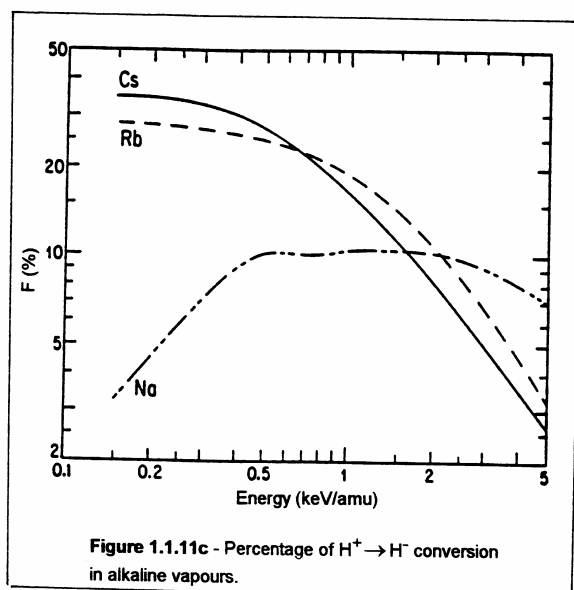


Figure 1.1.11c - Percentage of $H^+ \rightarrow H^-$ conversion in alkaline vapours.

Figure 1.1.11b - Cesium cell.

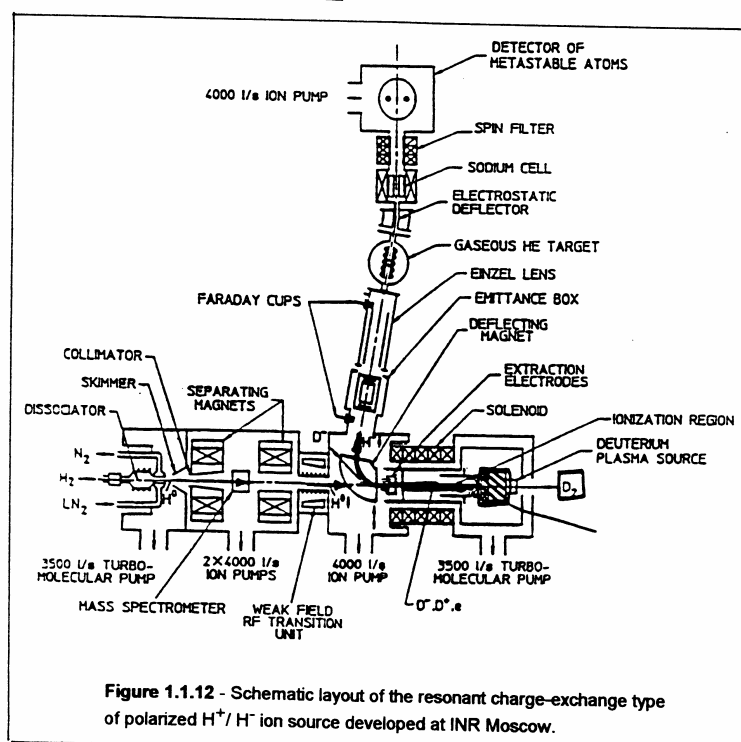
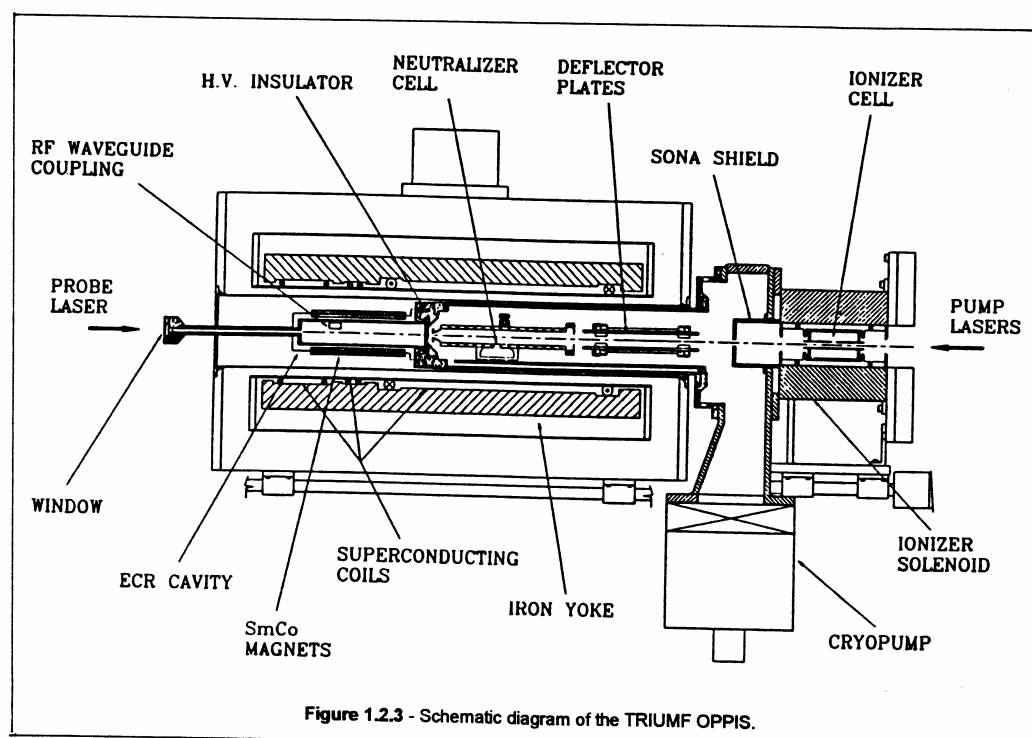
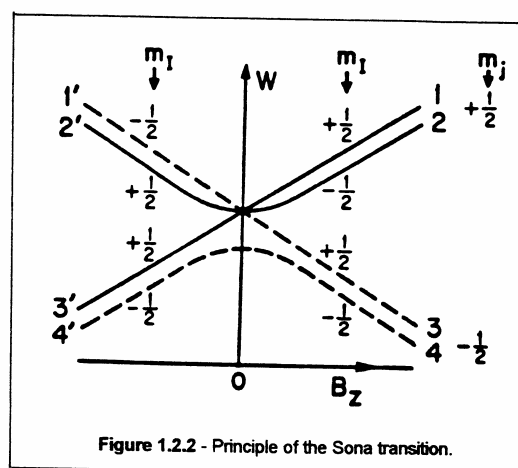
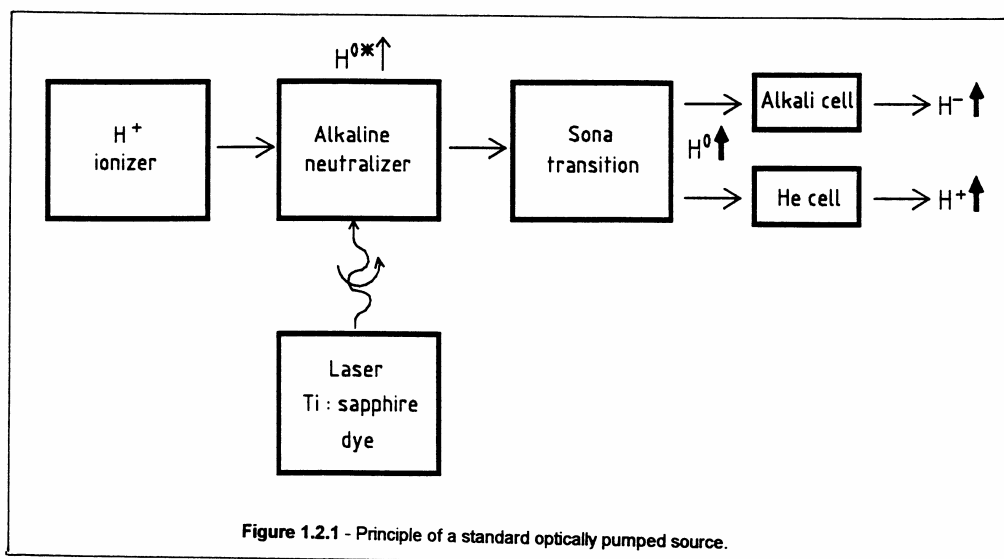


Figure 1.1.12 - Schematic layout of the resonant charge-exchange type of polarized H^+ / H^- ion source developed at INR Moscow.



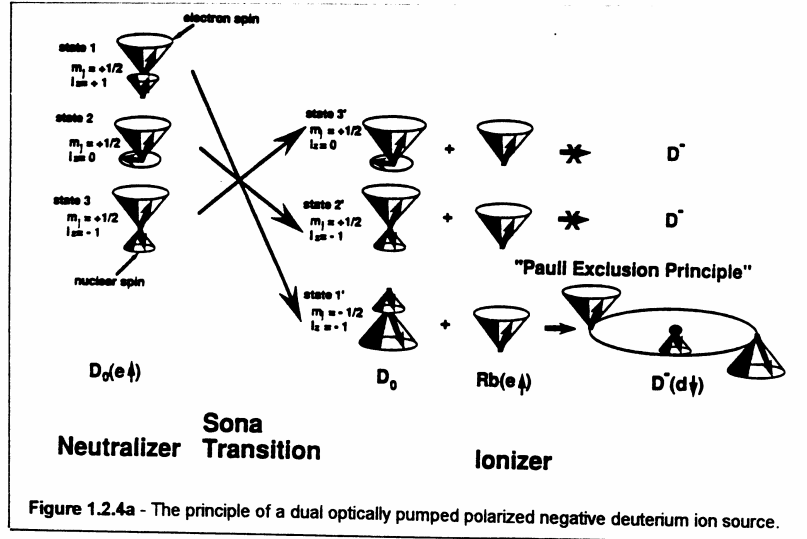


Figure 1.2.4a - The principle of a dual optically pumped polarized negative deuterium ion source.

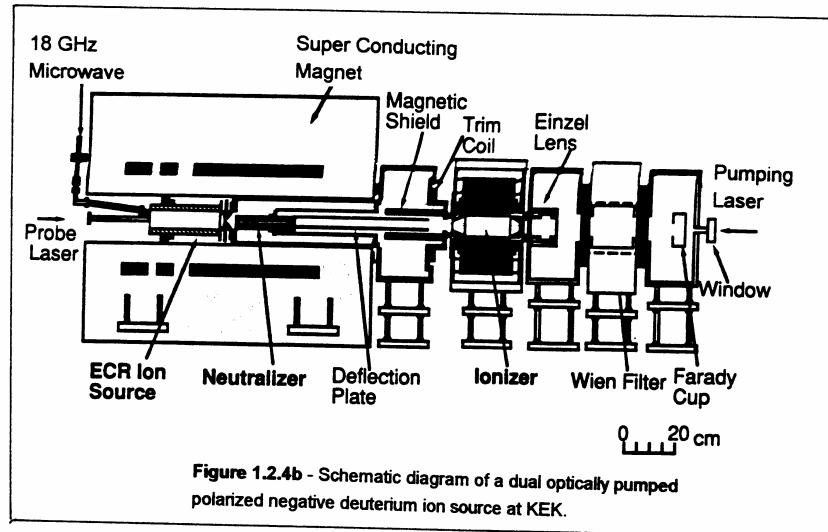


Figure 1.2.4b - Schematic diagram of a dual optically pumped polarized negative deuterium ion source at KEK.

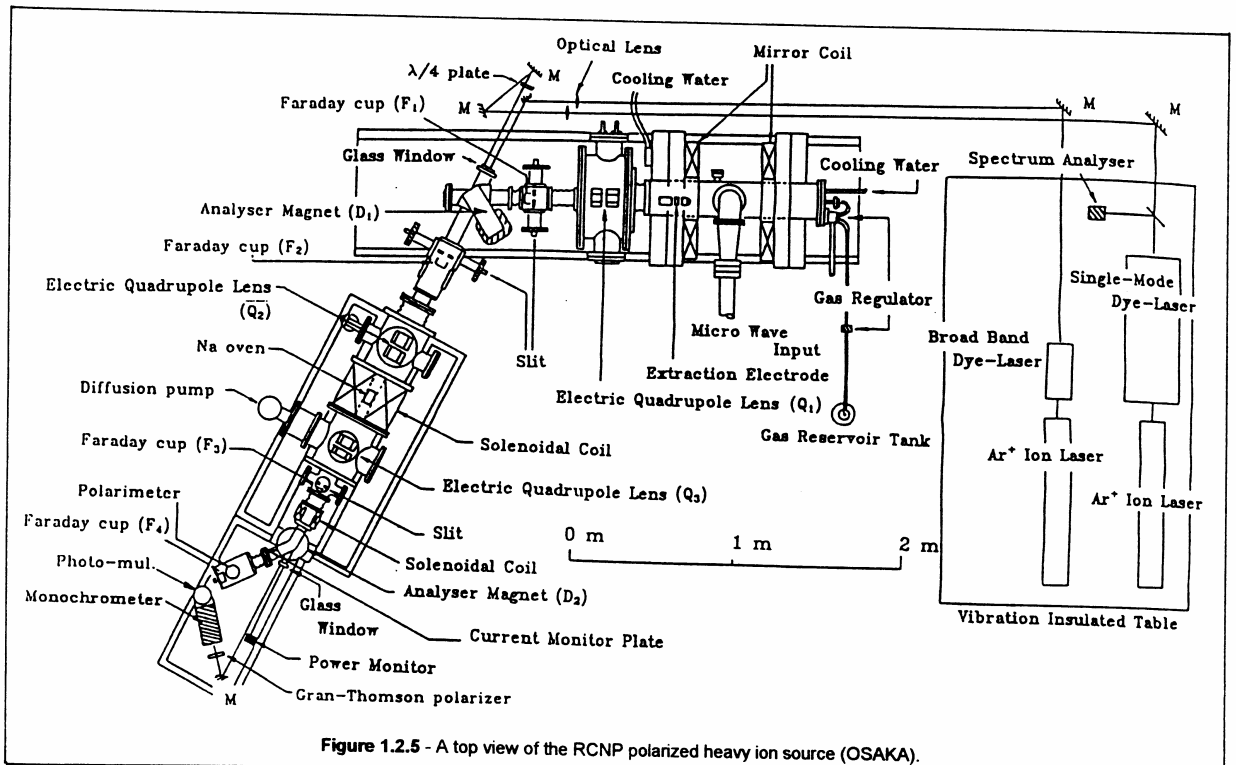


Figure 1.2.5 - A top view of the RCNP polarized heavy ion source (OSAKA).

Laboratory	Ion	Intensity (μA)	P (%)	Duty-cycle	Ionizer	ϵ_N ($\pi\text{mm.mrad}$)
LNS	H^+, D^+	700	90	0.0015	EB	8
	H^+, D^+	2500		0.0004	EB	6
	${}^6\text{Li}^+$	6	70	0.0004	EB	
TUNL	H^+	50	75	DC	ECR	0.6
	D^+	70	85	DC	ECR	0.6
	H^-	8	75	DC	ECR + CE	0.6
	D^-	8	85	DC	ECR + CE	0.6
INR	H^+	6000	84	0.002	CE	2
	H^-	600	88	10^{-5}	CE	2
PSI	H^+	300	75	DC	ECR	1.2
	H^-	300	80	DC	ECR	1.2
WISCONSIN	H^-, D^-	1	90	DC	CB	
BNL	H^-	40	80	~ 0.001	CB	0.2
COSY	H^-	3.5	90	0.01	CB	< 0.3
KFK	H^+	50		DC	ECR	0.4
	D^+	100	58		ECR	0.4

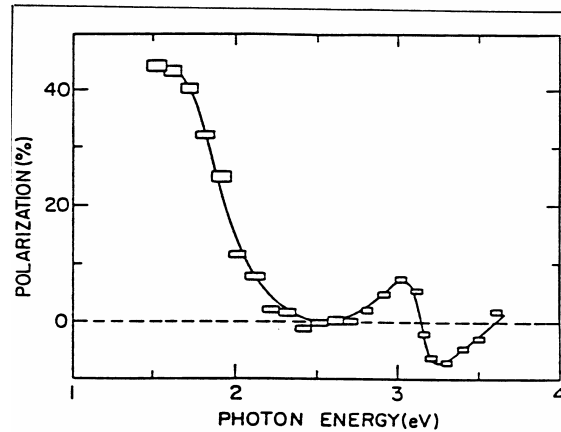
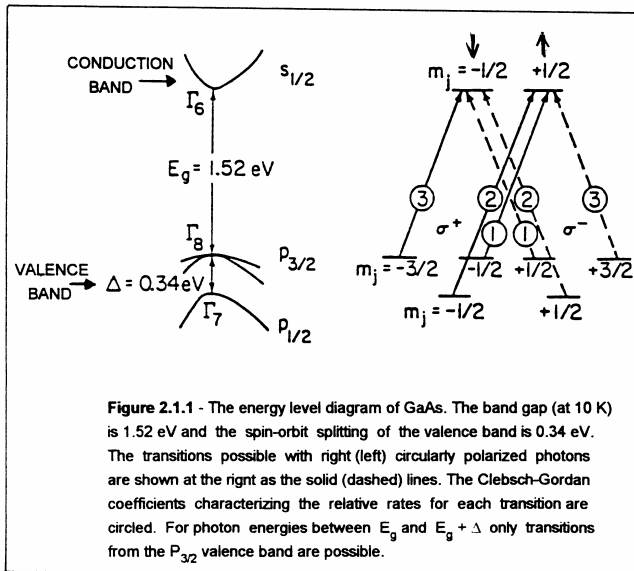
Table 1. Characteristics of some ABS

Laboratory	Ion	Intensity (μA)	P (%)	Duty-cycle	Ionizer	ϵ_N ($\pi\text{mm.mrad}$)
KEK	H^+	1000	65	0.001		2
	H^-	100	65	0.001	Na	2
LAMPF	H^-	50	64	0.1	Na	1
TRIUMF	H^-	25	80	DC	Na	1
INR	H^+	4000	65	0.0002	He	1
	H^-	400	65	0.0002	Na	1

Table 2. Characteristics of some OPPIS

2 - THE POLARIZED ELECTRON SOURCES

A number of different methods have been devised for producing polarized electron beams, including photoionization of polarized atoms, photoionization with circularly polarized light of unpolarized atoms (Fano effect), field emission from ferromagnetic materials (EuS), photoemission from Gallium arsenide (GaAs) and optical pumping of metastable He. Along the nineties, the two last methods were proved the far most efficient to provide useful beam intensities. All polarized electron sources now in use with accelerators are based on photoemission from GaAs or related materials because they only have been able to produce both the high peak currents required for the low duty-cycle of the previous generation of machines and the rapid spin reversal necessary for parity violation measurements. The advent of cw electron accelerators (CEBAF, MAMI), with their reduced peak current requirements, has lead to a renewed interest in the flowing Helium afterglow source (FHeAS). As previously said, a circularly polarized light is able to induce both an electron transition and a spin polarization. This process is common to the two sources [J. Kessler. *Polarized electrons* Springer Verlag 1985- L.S. Cardman. *CEBAF technical note 89-4 & Journal de Physique, colloque C6 (1990)-J. Clendenin et al. NIM A365 (1995)1-J.Arianer et al NIM A382 (1996) 371*].



2.1. The GaAs Source.

There are two fundamental aspects of photocathodes sources :

- 1. the polarized electrons are produced in the conduction band of a suitable semiconductor material by shining circularly polarized light of an appropriate wavelength on that material,
- 2. these electrons are able to escape from the semiconductor because its surface has been covered with a monolayer of Cs and oxidants to lower the work function to the point where the energy of the electron in the vacuum outside the material is lower than its energy in the bulk material.

The production of electron polarization in the conduction band of GaAs can be understood from an examination of the band structure of that material. As implied by the plot of the band energy, $E(k)$, as function of the wave vector k , shown in the left half of **figure 2.1.1**, the electron states near the bandgap minimum are well characterized by the single quantum numbers indicated. At 10 K the band gap, E_g , of GaAs is 1.52 eV, and spin-orbit splitting causes the $P_{3/2}$ states to reside at an energy $\Delta = 0.34$ eV above the $P_{1/2}$ states. (At room temperature the band gap is about 1.4 eV for intrinsic GaAs ; for heavily doped p-type GaAs it is somewhat lower.) For photons with energies between E_g and $E_g + \Delta$, only transitions from the $P_{3/2}$ to the $S_{1/2}$ states can occur. The selection rules for the absorption of right and left-handed circularly polarized photons are $\Delta m_j = +1$ and $\Delta m_j = -$

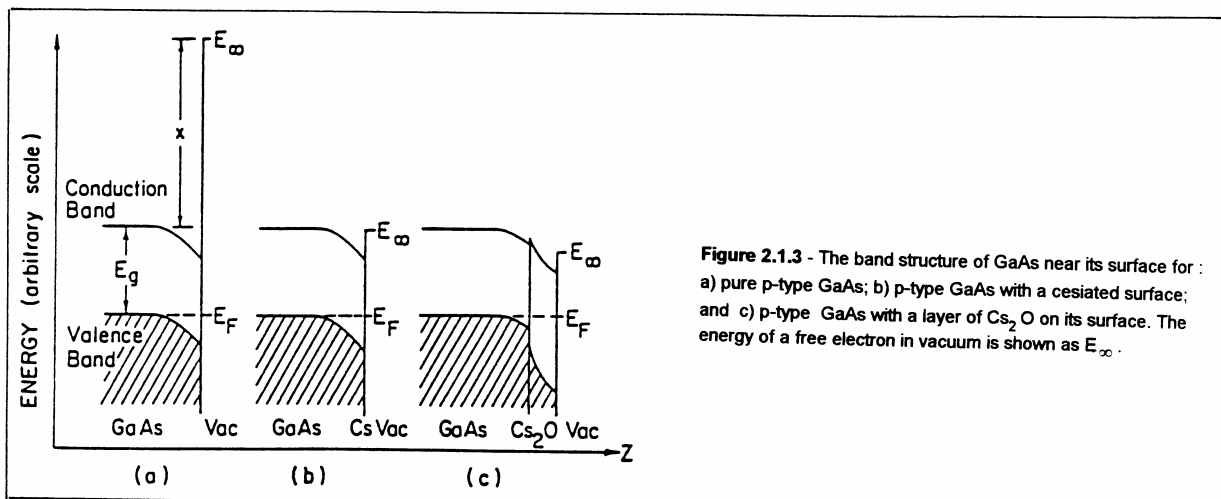


Figure 2.1.3 - The band structure of GaAs near its surface for : a) pure p-type GaAs; b) p-type GaAs with a cesiated surface; and c) p-type GaAs with a layer of Cs_2O on its surface. The energy of a free electron in vacuum is shown as E_∞ .

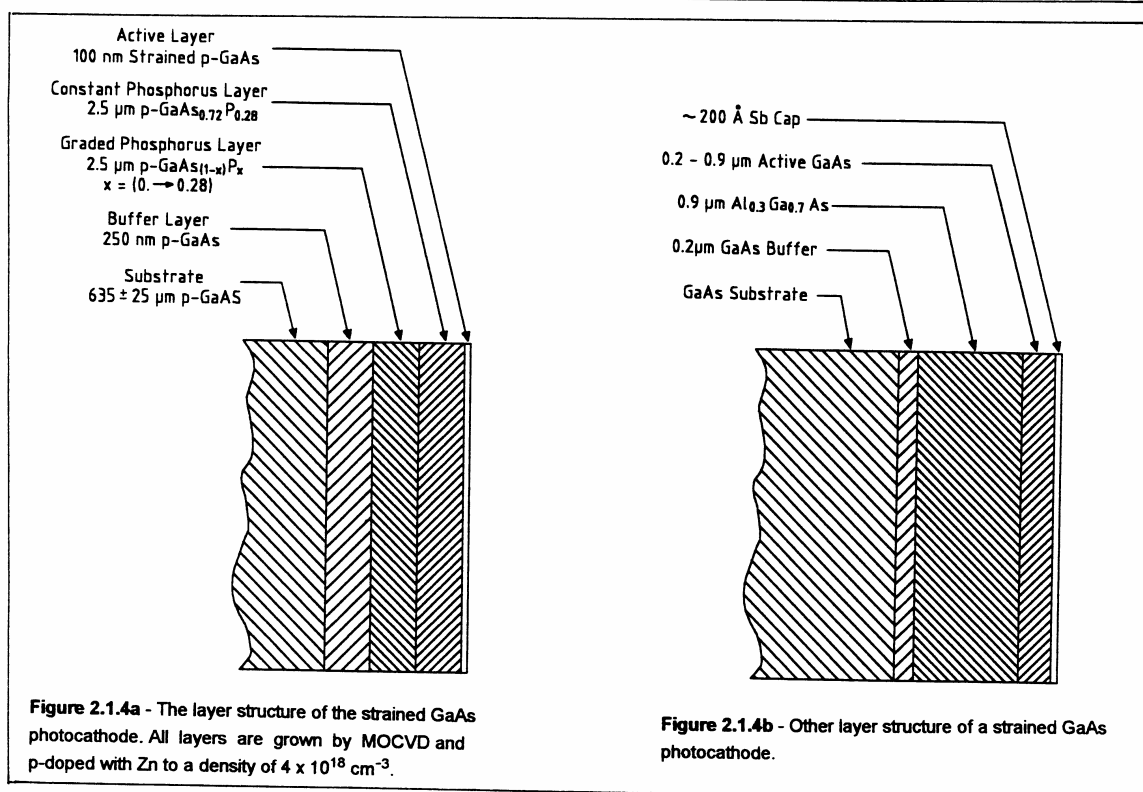


Figure 2.1.4a - The layer structure of the strained GaAs photocathode. All layers are grown by MOCVD and p-doped with Zn to a density of $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Figure 2.1.4b - Other layer structure of a strained GaAs photocathode.

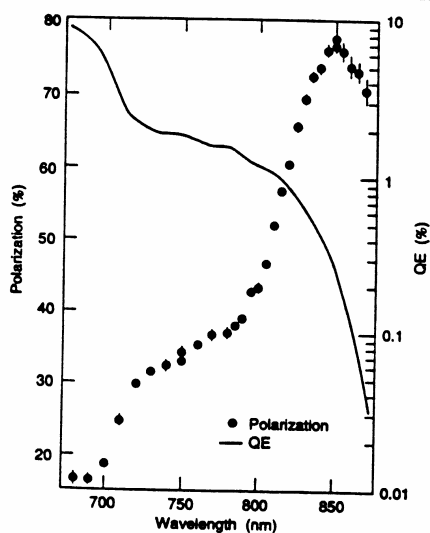


Figure 2.1.5 - Polarization and quantum yield vs λ for a strained GaAs source.

1, respectively. Thus the allowed transitions, shown in the right half of the **figure 2.1.1**, produced a net maximum polarization of 50%, when the GaAs is illuminated with 100% circularly polarized light. A reversal of the light helicity reverses the sign of the polarization electrons in the conduction band. As one increases the energy of the incident photons, moving away from the band gap energy, the quantum numbers of the electron states are less and less well characterized by single particle quantum numbers, and the polarization decreases. When the photon energy is sufficient (ie. >1.86 eV) to also induce transitions from the $P_{1/2}$ band, the polarization goes to zero as it is shown graphically in **figure 2.1.2**, which displays the results of measurements of the polarization of photoelectrons emitted from GaAs as a function of photon energy.

The polarized electrons produced by illumination of a pure crystal of GaAs with circularly polarized photons are bound in the material by about 4 eV. For the electrons to be usable in an accelerator they must escape. In order to bring this about, the surface of the crystal is treated to lower the energy of an electron in the vacuum just outside the surface to a value below the energy of the conduction band minimum, a condition known as negative electron affinity (NEA). The standard treatment to achieve this condition is illustrated in **figure 2.1.3**. The addition of cesium to the surface of p-type GaAs lowers the energy of the electron in the vacuum just outside the surface to a value near to the energy of the conduction band minimum just inside the crystal. By oxidizing this surface layer the energy gap difference between the conduction band minimum just inside the surface and vacuum energy just outside the surface becomes negative. (More recent investigations use Fluorine in addition with Oxygen, as it has been found to produce a photocathode that is more resistant to degradation from residual gas poisoning.) A typical GaAs surface that has been treated in this manner will have a quantum efficiency of order a few percent. One watt of laser power will produce 6.5 mA of beam current from a photocathode having a 1% quantum efficiency, so very reasonable laser power can provide very high electron currents.

As discussed earlier, the relatively low polarization achieved with normal GaAs (even at the theoretical maximum of 50%) together with the ultrahigh vacuum required (pressures lower than 10^{-12} mbar) and the modest lifetimes achieved by most working sources (\approx around 200 hrs between the necessary rejuvenating periodic cesiations) are the principal drawbacks of this simple approach to polarized electron sources for accelerators. Nevertheless, typical GaAs sources produce intense beams of electrons ; peak currents of tens of amperes have been achieved in order to reach reasonable average currents with low duty factor electron accelerators, but the degree of polarization available from these sources has ranged from 35% to 43%. It has been speculated that this reduction of the polarization from the theoretical value of 50% is due to spin relaxation effects in the transport of the electrons through the bulk semiconductor. A number of techniques have been proposed for improving the polarization obtainable from GaAs sources. These have included removal of the degeneracy in GaAs that causes the 50% limitation by straining the crystal or by modulation doping it, or using a material (other than GaAs) in which this degeneracy is naturally absent due to the geometry of the crystal. The most promising way is the strained lattices of the alloys $\text{GaAs}_{(1-x)}\text{Al}_x$ or $\text{GaAs}_x\text{P}_{(1-x)}$ grown by Molecular Beam Epitaxy (MBE) or Metal Organic Chemical Vapour Deposition (MOCVD). If GaAs of the proper thickness is grown on top of the sublayer (**Figure 2.1.4**), it results a bi-axial compressive strain which lifts the degeneracy. **Figure 2.1.5** shows the achieved polarization and quantum yield vs wavelength obtained with the cathode IV of the **table 3** which summarizes typical parameters of this kind of photocathodes. The present problem of the GaAs sources is well expressed by the two curves of this figure : a polarization increase is paid by a loss of quantum yield. The emittance is $\leq 1 \pi$ mm.mrad and $\Delta W \approx 0.15$ eV. The shining light is generally produced from YAG or flashlamp-pumped Ti : sapphire lasers. As the electron accelerators work at frequencies near 1GHz, the use of modelocked lasers delivering picosecond pulses allows to produce electron bunches just during the time acceptance of the machines (some tens of picoseconds). This avoids complex bunching systems. The SLAC & CEBAF source configurations as universal examples are shown on **figure 2.1.6**. The electrons are energized owing to the cathode potential (from -100 to -600 kV).

Source operating parameters

	SLC92	E-142	SLC93	E-143	Pre-SLC94	SLC94
1. Source efficiency						
Operating time [h]	3980	1062	5264	2160	~ 1175	4824
Availability of source [%]	~ 93	96	> 97	> 95	> 95	~ 99
Number of activations	6	1	2	1	2	1
Recessations per activation	6	0	29	32	26	31
Lamp/dye changes	17	5	6	7	0	2
2. Gun parameters						
Gun number	3	1	2	1	1	2
Cathode: type	I	II	III	IVa	V	IVb
temperature [°C]	0	0	0	0	0	0
bias [kV]	-120	-60	-120	-60	-120	-120
Dark current [nA]	?	~ 0	< 50	< 50	50 → 250	10
QE: peak [%]	6-10	0.8	1	0.2	0.3	0.26
operating [%]	> 4	0.8	> 0.9	0.007-0.08	> 0.18	> 0.16
at λ [nm]	750	750	833	833	833	833
1/e lifetime [h]	200	∞	700	35	60	1200-300
3. Laser system parameters (evaluated at cathode)						
Laser type	Dye	Dye	YAG-Ti	Flash-Ti	YAG-Ti	YAG-Ti
Operating λ [nm]	715	715	865	845	845	845
Maximum energy [μ J]	10 → 2	8	80	~ 75	120	120
rms intensity jitter [%]	~ 4 ^a	~ 2 ^b	~ 3	~ 2 ^c	1.5	~ 1%
rms timing jitter [ps]	< 50		< 50		< 50	< 50
4. Electron beam extracted from source						
e ⁻ pulse width [ns FWHM]	2.5	800	2.0	2200	2.0	2.0
10 ¹⁰ e ⁻ /bunch: peak	SCL ^d	NA	7	NA	12	9
operating	6	< 20	6	< 0.3	6	7
rms intensity jitter [%]	≤ 2.5	~ 2	~ 1	~ 2	< 1	< 1
rms position/radius [%]			< 7		< 5	< 5
Polarization at source ^e [%]	25 [116]	35 ^f	65	83-86 [111,120]	~ 80	~ 80

Cathode I VGF-grown GaAs(100), Zn doped to $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (AXT 740177).

Cathode II MBE-grown, 300-nm Al_{0.12}Ga_{0.88}As(100), Be doped to $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (U.C. Berkeley).

Cathode III MOCVD-grown, 300-nm strained-layer GaAs(100), Zn doped to $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on GaAs_{0.74}P_{0.26} sublayer (SPIRE MO5-1684).

Cathode IV MOCVD-grown, 100-nm strained-layer GaAs(100), Zn doped to $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on GaAs_{0.69}P_{0.31} sublayer (SPIRE MO 5-667). Crystal IVa has a 22.5-mm diameter while crystal IVb, cut from a similar area of the same wafer, has an 18-mm diameter.

Cathode V MOCVD-grown, 100-nm strained-layer GaAs(100), Zn doped to $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on GaAs_{0.69}P_{0.31} sublayer (SPIRE MO5-2768).

Table 3

2.2. The Flowing Helium Afterglow Source.

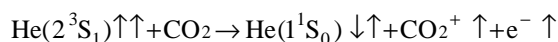
100% duty factor accelerators (such as the race track microtrons at Mainz, NBS, and Moscow, and the superconducting recyclotrons proposed at DESY and under construction at CEBAF and Darmstadt) have instantaneous current intensities two to three orders of magnitude lower than the peak currents required by pulsed accelerators. As a consequence, the development of a different type of polarized electron source based on the optical pumping of a FHeAS has become feasible. This source has achieved polarization and operating characteristics significantly superior to those now available from GaAs sources. Most importantly, it represents the only approach available with a demonstrated capability for providing very high (85%) polarization electron beams with a current over 30 μA .

A dc source based on this technology has been firstly tested at Rice University where it has been used to study chemi-ionization reactions and other atomic physics phenomena. At Orsay has been developed an evolved model for an accelerator application. The FHeAS source has a number of important qualities. First, it can operate with high polarization ; a value of 82% has been achieved at useful beam currents (30 μA). The source also has a high figure of merit, P^2I , and an emittance comparable to GaAs sources. It is mechanically simple as it does not require the ultra high vacuum environment that is essential for GaAs sources. The spin reversal just need to reverse the polarization of the pumping laser. Finally, the Helium source can run continuously and almost indefinitely ; it does not require down-time for cleaning, reactivation, or replenishing of the source. The only consequential limit is the maximum current (now $\approx 150 \mu\text{A}$). For low duty factor electron accelerators, the FHeAS source has not been considered previously due to its inherent dc beam.

A diagram of the FHeAS is shown on **figure 2.2.1**. High purity helium gas is injected through a pyrex nozzle (designed close to the Laval geometry) into a 10 cm diameter flow tube. The Helium is exhausted by a large Roots blower that maintains the pressure in the flow tube in the range of 0.01÷0.3 mbar. The pyrex nozzle passes through the center of a microwave cavity operating at 2.45GHz. The RF power injected in the cavity ($\approx 50\text{W}$) is adjusted to get a discharge with a low singlet (2^1S_0) to triplet (2^3S_1) metastable atom ratio. Ions and electrons produced in the discharge rapidly diffuse to the wall of the flow tube which shape and length are adjusted to get only triplet state and neutral atoms in the flow after some tens cm. At 30 to 40 cm of the discharge cavity is located the optical pumping region followed by the chemi-ionization region (10 cm downstream), both immersed in a homogeneous vertical field used as a quantization axis. **Figure 2.2.2** shows the concerned energy levels and corresponding transitions for the optical pumping. The D0 transition ($2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$) far from the neighbours allows to use a multimode compact arc lamp pumped LNA laser. The triplet metastables are optically pumped inside an aluminum chamber using two crossed σ and π polarized beams adjusted at $1.083\mu\text{m}$. The absorption of a $\sigma+$ polarized light propagating along the main field axis induces transitions obeying $\Delta m_j = +1$ selection rule, while the absorption of the π light along a perpendicular axis obeys the $\Delta m_j = 0$ selection rule. Many cycles of absorption-decay populate the $m_j = +1$ substate. A 100% polarization of the 2^3S_1 atoms is then theoretically possible.

The pump laser is based on the Nd-doped Lanthanum Magnesium hexa-aluminate crystal (LNA).

The polarized electrons in the substate selected by pumping are freed from the flowing Helium atoms by a Penning chemi-ionization reaction which conserves angular momentum :



The pure CO_2 flux (1÷4% of the flow rate of Helium) enters the reaction chamber via a perforated 1mm diameter copper ring. CO_2 is chosen because of its high chemi-ionization cross-section, and also because excitation of rotational and vibrational levels in CO_2 tends to cool the electrons. The free polarized electrons are then extracted through an electrostatically biased, differentially pumped aperture. The extracted beam is transported to a Mott scattering apparatus that is used to measure its polarization. **Figure 2.2.3** shows the variations of the polarization and of the factor of merit P^2I with the electron current. Spurious electrons are suspected to be responsible of the polarization drop at high currents. The emittance is $\approx 0.5\pi \text{ mm.mrad}$ and $\Delta W \leq 0.25\text{eV}$. The general configuration of a high voltage pre-injector including such a source is shown on **figure 2.2.4**.

2.3. Comparison between polarized electron sources.

The factor of merit of the two kinds of sources is nearly the same : $\approx 40\mu\text{A}$. The optical properties are equivalent. The spin is easily reversed in both cases. The differences lie in the routine qualities and mode of operation :

- The FHeAS is a dc device directly operating with an unlimited lifetime due to its technical simplicity.

- The GaAs source can deliver electron bunches at high peak current just during the acceptance time of a machine, which suppresses any buncher.

- The FHeAS is cumbersome with a high power consumption (20kW).

- The photocathodes require an ultrahigh vacuum, a tedious elaboration and periodic cesiations.

- The GaAs source is a well known device while the FHeAs has never been tested on a machine.

In both cases, the polarization is deduced near the source from the asymmetry of scattering of the electrons on a thin high-Z foil (Gold on so-called Mott polarimeters). The spin direction may be adjusted on the low energy beam line by means of spin rotators, assemblies of solenoids and electric deflectors.

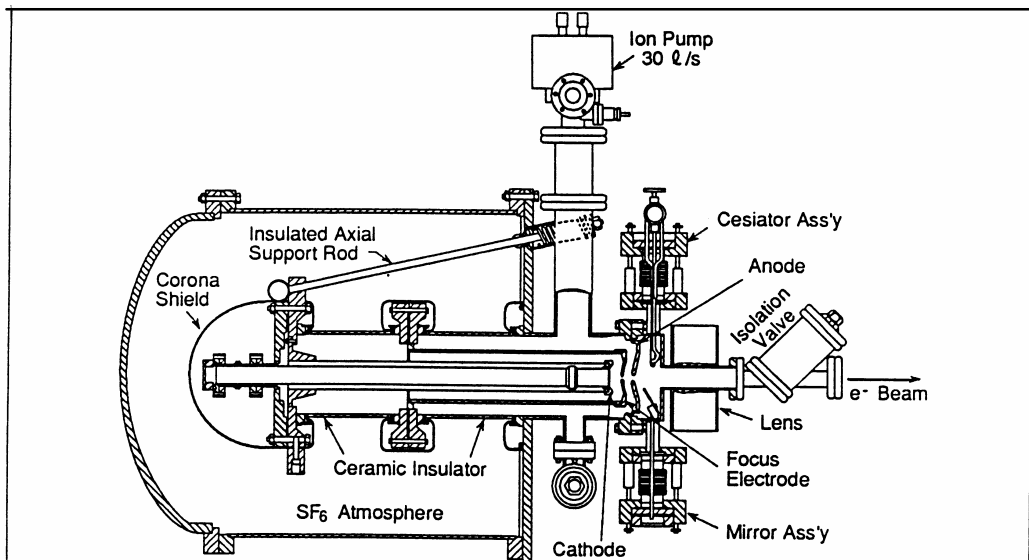


Figure 2.1.6a - The SLC Polarized Electron Gun. The GaAs sits in the middle of a larger stainless steel cathode structure and can be separately retracted for heat treatment. The cesiator and mirrors are on linear manipulators. For cesiating the cathode, they are positioned along the beamline. The cesium beam passes through a hole in the mirror. During the cesiation process, the cathode is biased to about 50 VDC. The photoemission is monitored with an electrometer. Typically an ordinary incandescent lamp is used to illuminate the cathode. The light from the side-mounted lamp is bounced from the mirror to the anode, back to the mirror, and finally to the cathode.

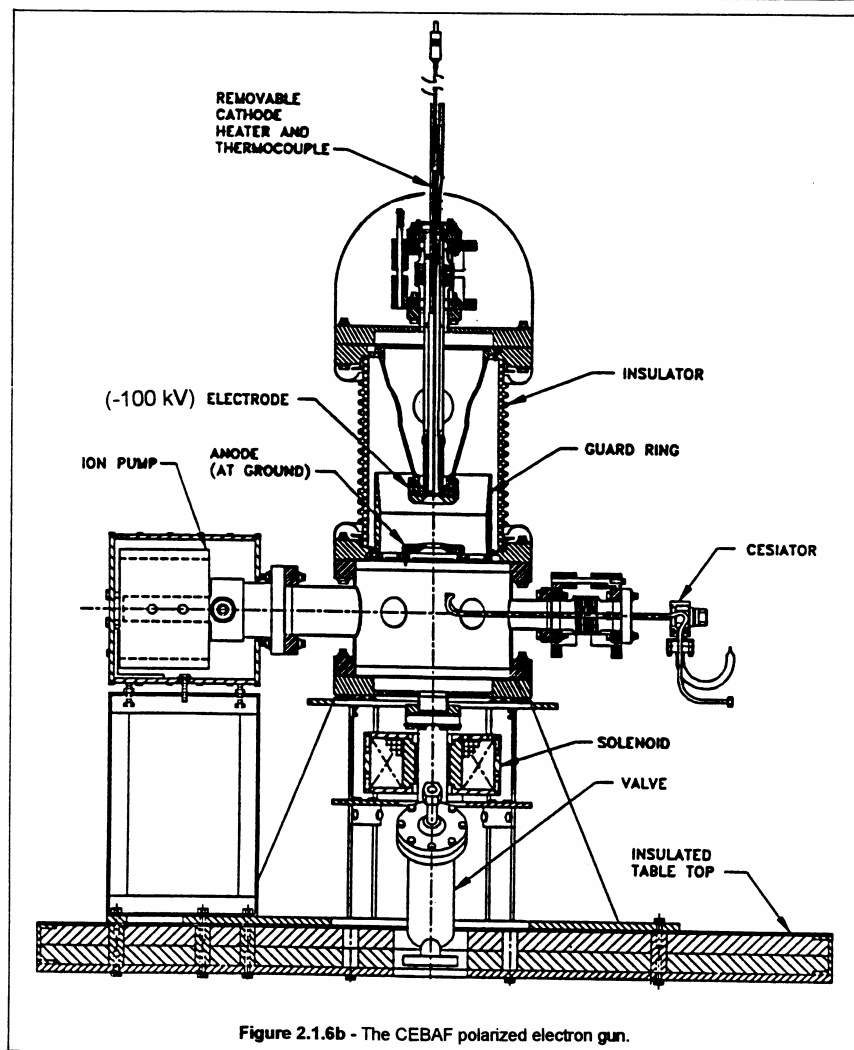
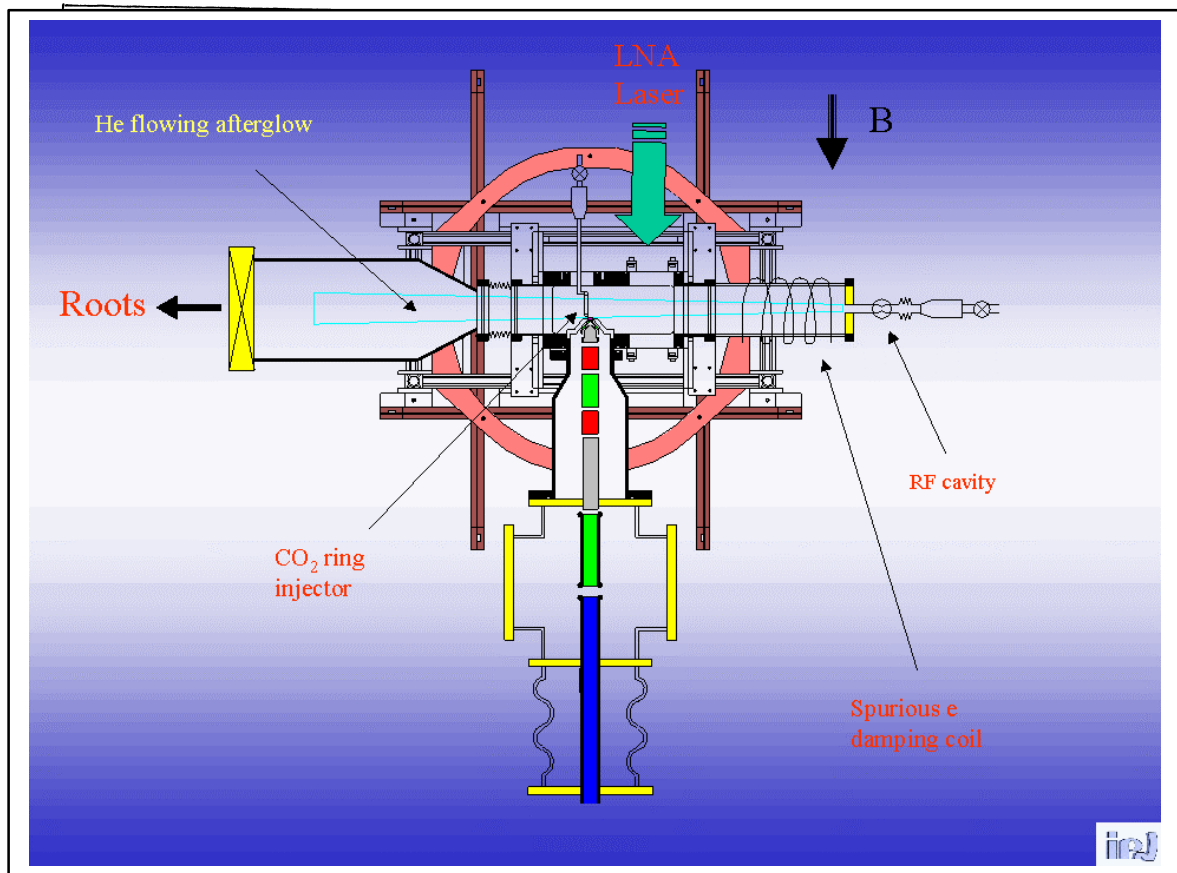
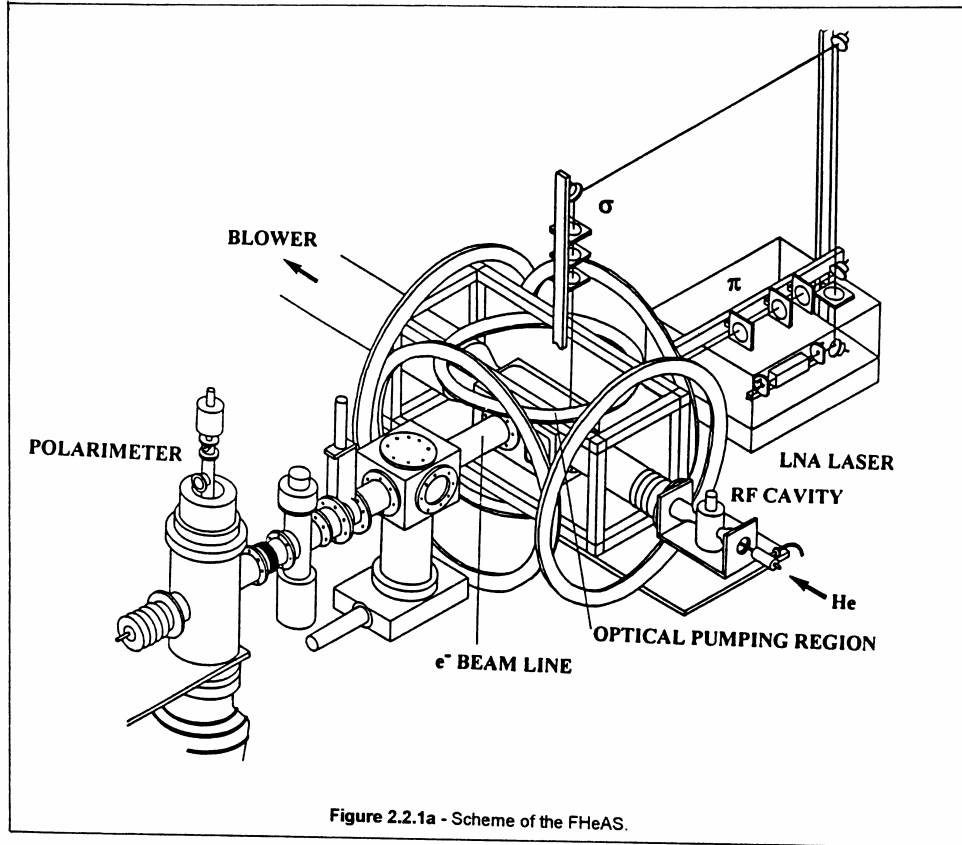
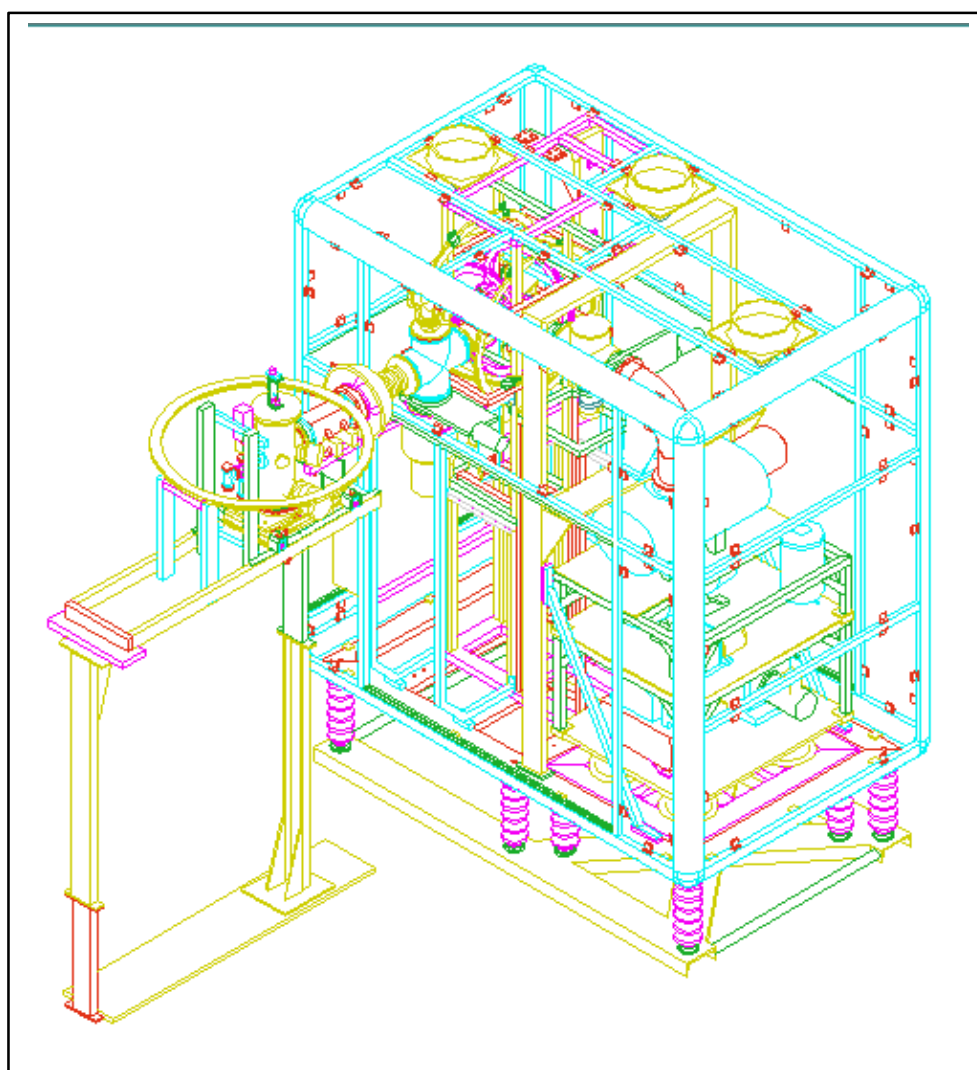
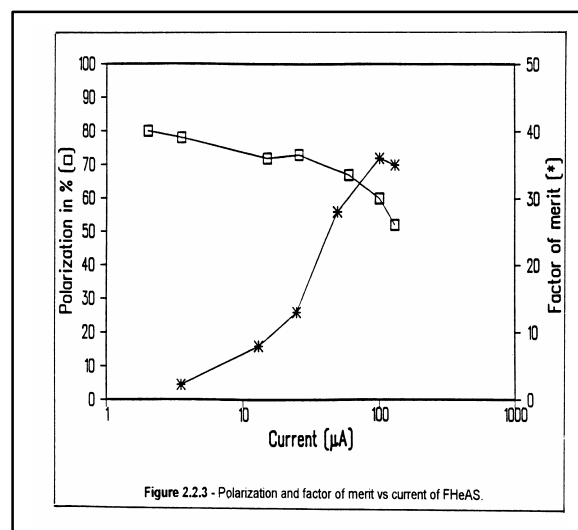
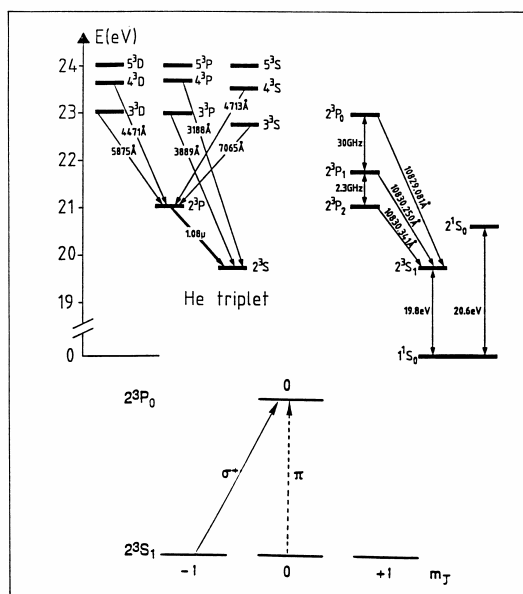


Figure 2.1.6b - The CEBAF polarized electron gun.





LES MATERIAUX DE CONSTRUCTION DES SOURCES D'IONS

Les matériaux de construction des éléments de source d'ions doivent être sélectionnés sur la base de leur compatibilité avec les exigences de l'application et du fonctionnement. Les matériaux peuvent être amenés à travailler pendant de longues périodes à haute température, dans des milieux agressifs, tout en étant mécaniquement résistants voire isolants, peu dégazants, inertes ; on les souhaite usinables facilement, bon marché et rapidement disponibles. La liste ci-après correspond aux matériaux les plus communs et ne comprend pas les éléments externes tels que bobines, aimants, matériaux magnétiques... [Y. Shapira et D. Lichtman. *Methods of experimental physics* 14 (1979) 345]

Le cuivre est largement utilisé pour les liaisons électriques dans des environnements non-agressifs du fait de ses excellentes conductibilités électrique et thermique et son usinage aisé (Oxygen Free High Conductivity : variété OFHC en outre très peu dégazante). Il est malheureusement mou et actif chimiquement avec un fort taux de pulvérisation. On doit l'utiliser à moins de 900°C.

Le laiton et l'aluminium sont à proscrire, le premier à cause de la haute pression de vapeur de zinc qu'il contient, le second à cause de son bas point de fusion et sa faible résistance à la corrosion.

Le graphite à haute densité est utilisé pour la fabrication d'éléments ayant à supporter des températures allant jusqu'à 3000°C : chambre de décharge, fours, fentes d'extraction, électrodes... Il est usinable facilement et bon marché ; il a de faibles taux de pulvérisation et d'émission secondaire. Il est fragile, très dégazant et très adsorbant, ce qui introduit des effets de mémoire gênants.

L'acier inoxydable, constituant privilégié des enceintes, des supports mécaniques internes et des éléments d'optiques peut être largement utilisé à basse température (< 1000°C). Il a d'excellentes propriétés mécaniques et est assez aisément usinable. Il n'est pas toujours rigoureusement amagnétique.

Le nickel, le fer et l'acier doux sont utilisés pour la concentration du flux magnétique, à basse température (en dessous du point de Curie). Le nickel, par sa passivité face aux halogènes, est utilisé en dépôt superficiel de protection.

Le titane est utilisé pour réduire les pertes thermiques dans les connexions électriques du fait de sa mauvaise conductibilité thermique. Il a d'excellentes propriétés mécaniques et peut être utilisé jusqu'à 800°C.

Le molybdène est le matériau réfractaire le plus facilement usinable et le moins cher. On l'emploie pour les composants travaillant à moins de 2000°C. Il est peu cassant et est résistant aux érosions chimiques.

Le tantale est plus mou ; sa malléabilité permet d'en obtenir des feuilles très minces. Il travaille jusqu'à 2600°C et est utilisé pour faire des filaments ou des cathodes et des écrans anti-radiations. Il réagit vivement à haute température avec l'azote et l'oxygène et devient cassant.

Le tungstène est le matériau réfractaire privilégié pour faire des filaments et des cathodes travaillant jusqu'à 3000°C. Il est peu usinable et cassant. A chaud, il a tendance à cristalliser et devient ensuite très fragile. Il résiste très bien aux halogènes (lampes à iode).

Le rhénium, très coûteux, n'a pas la fâcheuse tendance à devenir rapidement cassant. Il est supérieur au tungstène en tous points mais réagit lentement à chaud avec l'oxygène.

L'or et le platine sont utilisés pour leur remarquable résistance chimique, le plus souvent sous forme de dépôts superficiels. Ils sont mous et pulvérisent facilement.

Parmi les isolants, les plus anciennement utilisés sont le verre et le quartz qui sont fragiles et que l'on sait usiner (difficilement). Ils sont utilisés pour les isollements volumineux, de part leur faible coût (colonne d'accélération par exemple) et leur faible dégazage.

Les isolants à "cuire" : lavites, stéatites, stumatites, porcelaine... sont très hygroscopiques et friables à froid. Ils faut les surcoter à l'usinage du fait de leur rétreint (non isotrope) à la cuisson, laquelle les rend mécaniquement très durs. Ils sont utilisables jusqu'à 1000°C.

Le nitrure de bore, coûteux, est remarquable par son inertie chimique et l'aisance de son usinage. Il est très peu résistant mécaniquement ; on peut l'utiliser jusqu'à 2000°C, température à partir de laquelle il se décompose lentement. Il est très dégazant et hydrophile.

Les verres usinables (MACOR) peuvent être filetés mais ils sont cassants. Le coût est élevé. La température maximale d'utilisation est de 1000°C et, comme pour tous les verres, il faut éviter les chocs thermiques et les contraintes mécaniques.

L'alumine est le meilleur des isolants. On peut l'utiliser jusqu'à 1500°C, mais il perd de ses qualités diélectriques avec un usage prolongé à haute température. C'est un matériau bon marché dont l'usinage est possible mais délicat. Il est bon conducteur thermique aux très basses températures. La variété saphir est utilisée en billes calibrées pour les empilages très précis (**Figure IX-2-6b**).

La magnésie (MgO), le zircon (ZrO), la cordiérite ($\text{ZrAl}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{MgO} \cdot 5\text{SiO}_2$), le nitrure de silicium (Si_3N_4) ont des propriétés mécaniques meilleures que celles de l'alumine.

Pour acquérir les éléments d'une source, il existe deux guides d'achat indispensables :

- l'édition annuelle d'Août de *"Physics Today"* avec son *Buyer's Guide* ; (www.aip.org/pt/guide)
- l'index industriel *Kompass* (22, Av. F.D. Roosevelt 75008 PARIS, tél. 43393759 et sur minitel 36281234, www.kompass.fr).

XII - FORMATION ET TRANSPORT A BASSE ENERGIE DES FAISCEAUX

La formation des faisceaux est un problème complexe par l'action de la charge d'espace qui s'exerce dans toutes les directions, en particulier dans le sens du mouvement, ce qui, entre autres, a un effet inhibiteur sur l'émission.

Le transport à basse énergie (c'est-à-dire concernant des faisceaux non-relativistes) est étudié en ne considérant que des faisceaux à enveloppe lentement variable, ce qui permet de ne prendre en compte que la charge d'espace transverse.

Plutôt que de partir de la source vers la cible, nous allons traiter les sujets du plus simple au plus compliqué, en considérant des faisceaux ayant, sauf mention, la symétrie de révolution.

XII-1 LES EFFETS COLLECTIFS DANS UN ESPACE DE GLISSEMENT

Deux effets principaux interviennent lorsque le faisceau se déplace sans être soumis à des forces extérieures : l'effet thermique dû à la distribution de vitesses initiales et la charge d'espace que l'on va supposer à composante uniquement transverse. Langmuir a analysé l'effet de la distribution maxwellienne de vitesses sur le degré de focalisation maximal accessible avec un faisceau monochargé.

Considérons la **figure XII-1-1**, l'espace de glissement est derrière une lentille convergente idéale (c'est-à-dire n'introduisant pas d'aberration), la densité J_m à la tache focale est :

$$J_m = J_0 (1 + eV / kT) \sin^2 \theta \approx 11600 \frac{J_0 V \theta^2}{T_{[K]}}$$

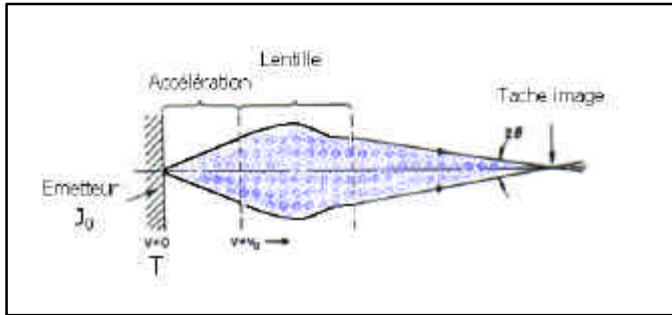
T étant la température à la source de la population accélérée. Cette formule est très importante car elle montre, entre autres :

a) que le dispositif de focalisation doit être le plus près possible de la tache image, pour augmenter θ si l'on veut augmenter J_m , c'est-à-dire diminuer la dimension de la tache ;

b) que même avec $\theta = \pi/2$ (focalisation solénoïdale par exemple) :

$$J_m \leq J_0 \frac{eV}{kT}$$

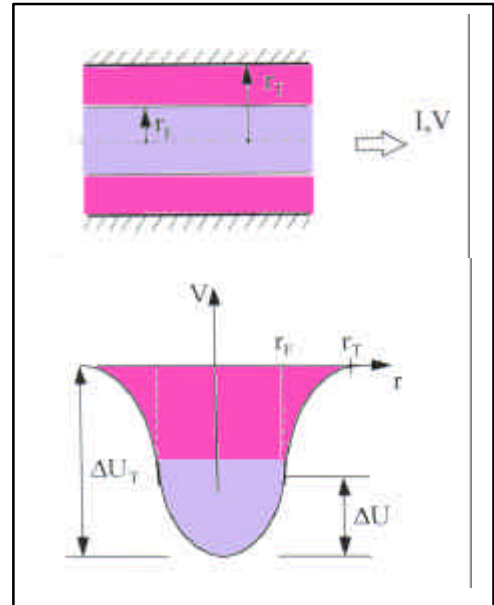
c) que l'on a intérêt, pour produire des faisceaux très finement focalisés, à éliminer (en diaphragmant judicieusement) les trajectoires des particules ayant des vitesses transverses thermiques élevées ;



d) que, bien que l'aire de la surface d'émission normalisée soit constante, il n'est pas possible de la déformer en augmentant les ordonnées à l'infini (x' , y' ou r') pour réduire les abscisses (x , y ou r). Il est à remarquer, au passage, que la constance de l'hypervolume d'émission n'est vraie que si la longueur de Debye est telle que :

$$\lambda_D \gg \frac{1}{n^{1/3}} \quad \text{en}^{1/6} \ll \sqrt{\epsilon_0 kT}$$

et que si les champs auxquels est soumis le faisceau sont hamiltoniens et indépendants de l'impulsion des particules.



Afin d'éviter les zones à fortes densités (waist ou "cross-over") responsables de la dégradation de l'émission, il faut s'efforcer de faire des transports avec les plus fortes sections possibles de faisceau, à la vitesse la plus élevée possible.

Passons à l'expression du champ de charge d'espace E_r dans un faisceau cylindrique de rayon r_F . Le théorème de Gauss permet d'écrire :

$$E_r = \frac{\Sigma Q}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{J r}{2\dot{z}\epsilon_0}$$

Si l'on suppose que la densité est uniforme dans la section du faisceau, on a :

$$E_r = \frac{I r}{2\pi\epsilon_0 \dot{z} r_F^2}$$

Avec les conventions de l'introduction :

$$\dot{z} = \sqrt{2\eta V}$$

vitesse supposée constante dans la section.

Sachant que :

$$E_r = -\frac{dV}{dr}$$

on en conclut qu'il existe une différence de potentiel ΔU entre le centre et le bord du faisceau, avec une répartition interne parabolique si \dot{z} est constante, telle que :

$$\Delta U = V_{r_F} - V_{(0)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{I}{\sqrt{V}}$$

Cette notion est fondamentale car elle implique :

a) que le champ radial créé par un faisceau est propre à attirer des particules de signe opposé ; on parle de puits de potentiel. Cette propriété est très importante pour l'étude de la neutralisation de la charge d'espace de faisceaux intenses qui créent, par ionisation du gaz résiduel, des ions ou des électrons qui peuvent combler ce puits.

b) Cette variation de potentiel parabolique (en effet, si $E_r \propto r \rightarrow V \propto r^2$) est solution de l'équation de Poisson $\Delta V = \rho/\epsilon_0$. Le faisceau se propageant dans un tube de rayon r_T , entre lui et la paroi, le potentiel obéit à l'équation de Laplace $\Delta V = 0$; il en résulte un potentiel composite tel que la profondeur totale du puits, par rapport au tube, est de la forme :

$$\Delta U_T = \Delta U (1 + 2 \ln r_T / r_F)$$

dépression qui, pour r_T grand, peut être de l'ordre de grandeur de l'énergie initiale : le faisceau fait alors demi-tour, il y a formation d'une cathode virtuelle. L'équation différentielle qui régit la variation du rayon de la particule périphérique est (attention aux signes!) :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 \dot{z} r}$$

soit, par rapport à z :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{I}{4\sqrt{2} \pi\epsilon_0 \eta^{1/2} V^{3/2} r}$$

avec $\eta = \frac{Z_i e}{A m_p}$ pour un ion. (m_p : masse du proton = $1840 m_e$).

Que le faisceau soit divergent ou convergent à $z = 0$, il semble venir ou aller vers un point tel que $\frac{dr}{dz} = 0$ où le rayon vaut r_m . En normalisant :

$$R = \frac{r}{r_m} \quad \text{et} \quad Z = \left(\frac{I}{2\sqrt{2} \pi\epsilon_0 \eta^{1/2} V^{3/2}} \right)^{1/2} \frac{z}{r_m} = \kappa \mu^{1/2} \frac{z}{r_m}$$

avec $\kappa \approx 174$ pour les électrons et $\kappa \approx 7.46 \cdot 10^3 (A/Z_i)^{1/4}$ pour les ions. L'équation différentielle précédente devient :

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{1}{2R}$$

dont la solution est :

$$Z = \int_1^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = \kappa \mu^{1/2} \frac{z}{r_m}$$

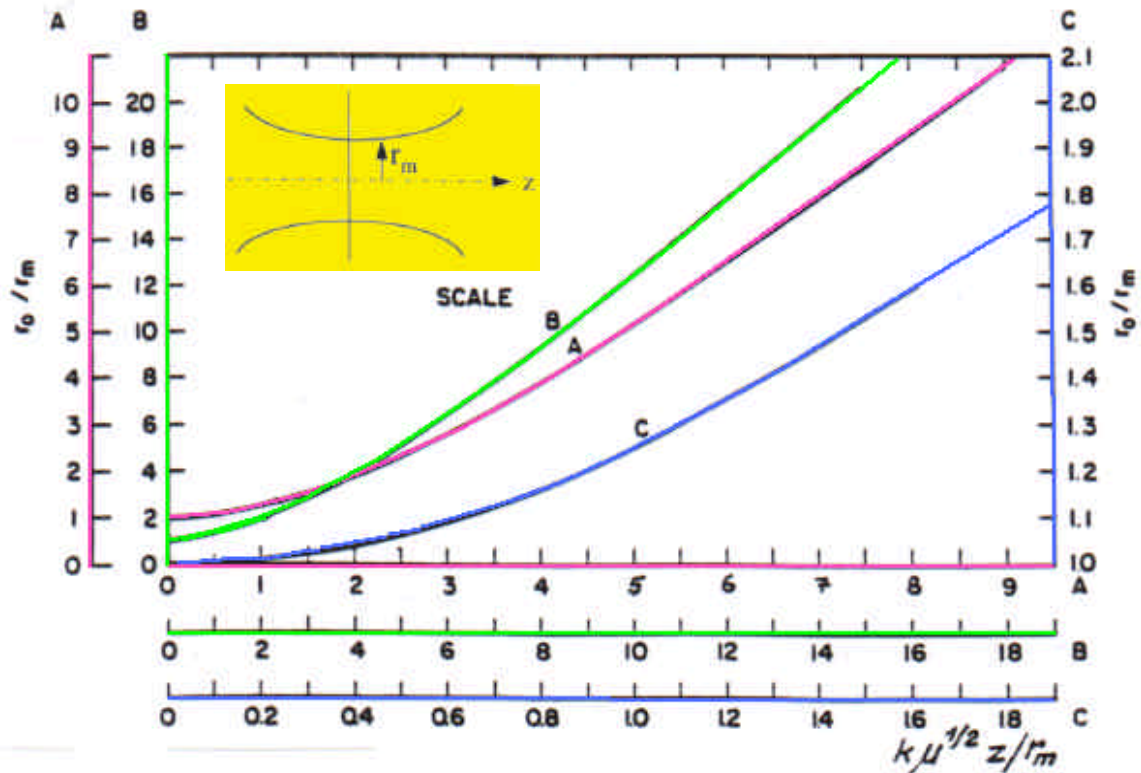
Avec le changement de variable $R = \exp(u^2)$ l'intégrale peut être approximée ; on trouve :

$$z \approx 2.09 (R-1)^{1/2} \text{ pour } R < 2$$

qui montre que l'expansion initiale en r est quasi-parabolique. La courbe de la **figure XII-1-2** est une courbe universelle solution exacte de l'équation normalisée. Il va sans dire que cette équation est intégrable pas-à-pas avec une quelconque calculatrice.

On montre aisément que le courant maximal électronique pouvant traverser un tube de longueur L et de rayon a est [2] :

$$I_{\max} = 38.6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{a}{L} \right)^2 V^{3/2}$$



XII-2 LES SOLUTIONS ANALYTIQUES A LA FORMATION DES FAISCEAUX

La détermination de la forme du faisceau entre l'émetteur EE et l'électrode accélératrice EA n'est accessible analytiquement que dans quelques cas particuliers. Nous allons parler systématiquement d'électrons, la transposition à d'autres particules se faisant aisément.

Historiquement, Child et Langmuir ont résolu le problème dans le cas de géométries simples :

- si les électrodes sont planes et infinies, la densité d'émission maximale est :

$$J = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2}}{9} \eta^{1/2} \frac{V^{3/2}}{a^2}$$

$$\kappa$$

$\kappa = 2.33 \cdot 10^{-6}$ pour les électrons et $5.44 \cdot 10^{-8} \sqrt{Z_i / A}$ pour les ions, a étant la distance interplaque.

$$V = \left(\frac{1}{2\eta} \right)^{1/3} \left(\frac{J}{\epsilon_0} \right)^{2/3} \left(\frac{3z}{2} \right)^{4/3}$$

Si V est tel que les électrons deviennent relativistes, la densité possible est moindre par l'accroissement de m ; elle devient J_r et s'écrit :

$$J_r \# J \left(1 - \frac{3 \text{ eV}}{28 mc^2} \right)$$

Si l'on ne néglige plus les vitesses initiales $\dot{x}_{(x=0)}$, l'équation précédente du potentiel n'est plus valable ; on obtient des répartitions conformes aux courbes de la **figure XII-2-1** qui présentent un minimum à x_m appelé cathode virtuelle pour laquelle $\frac{dV}{dx} = 0$. C'est la sortie intempestive des électrons les plus énergiques qui crée localement un excès de charge d'espace qui inhibe la sortie des plus lents et joue fondamentalement sur la dispersion en énergie et l'émittance réelle du faisceau extrait. La solution générale n'est accessible que par intégration numérique. Une portion de surface émet une intensité I :

$$I = \underbrace{\kappa \frac{S}{a^2}}_{\mu} V_a^{3/2}$$

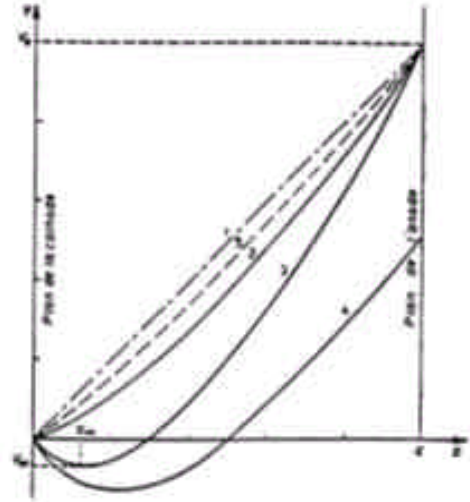


Figure XII-2-1 - Variations de potentiel dans l'espace K-A avec la charge d'espace.

Le coefficient μ est appelé "pervéance" de la diode (Cf. **Chapitre III**) pour une particule donnée ; elle ne dépend que de la géométrie. Cette notion de pervéance est très utilisée pour les canons à électrons dont les spécialistes ont une règle simple : $\mu=10^{-9}$ est la frontière entre les faisceaux avec et sans charge d'espace (règle un peu lapidaire). Aussi relie-t-on souvent la pervéance d'un faisceau d'ions μ^+ à celle dite équivalente μ_e d'un faisceau d'électrons en utilisant la formule :

$$\mu_e = 42.8 \mu^+ \sqrt{A}$$

Par exemple, en protons, la limite $\mu=10^{-9}$ devient $\mu^+ = 2.33 \cdot 10^{-11}$. Dans le cas d'électrodes cylindriques ou sphériques, avec r_c et r_a les rayons cathodique et anodique, on obtient des expressions faisant appel aux fonctions tabulées $\pm \beta^2$ et $\pm \alpha^2$ (**Tableau XII-2-2**, le signe - est conventionnellement pris pour $r_a < r_c$). Avec deux cylindres coaxiaux :

$$J = \frac{\kappa V^{3/2}}{r_c r_a (\pm \beta^2)}$$

Avec deux sphères concentriques :

$$J = \frac{\kappa V^{3/2}}{r_c^2 (\pm \alpha^2)}$$

Résultat important pour l'analyse des canons sphériques.

Dans le cas de la diode plane, en présence d'émission de champ, les équations de base sont :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \sqrt{\frac{m}{2eV}} \frac{J}{\epsilon_0}$$

$$J = \frac{1.54 \cdot 10^{-10}}{\phi} \left(\frac{V}{a} \right)^2 \exp \left(-6.83 \cdot 10^9 \frac{a \phi^{3/2}}{V} v(y) \right)$$

Geometric Parameters for Space Charge Limited Flow between Cylinders and Spheres

$\frac{r}{r_b}$ or $\frac{r_2}{r_1}$	Cylindrical Parameter		Spherical Parameter	
	β^2	$(-\beta)^2$	α^2	$(-\alpha)^2$
1.0	0	0	0	0
1.1	0.00842	0.00980	0.0086	0.0096
1.2	0.02875	0.03849	0.0299	0.0372
1.3	0.05589	0.08504	0.0591	0.0809
1.4	0.08672	0.14856	0.0931	0.1396
1.5	0.11934	0.2282	0.1302	0.2118
1.6	0.1525	0.3233	0.1688	0.2968
1.8	0.2177	0.5572	0.248	0.502
2.0	0.2793	0.8454	0.326	0.750
2.5	0.4121	1.7792	0.509	1.531
3.0	0.5170	2.9814	0.669	2.512
4.0	0.6671	6.0601	0.934	4.968
5.0	0.7666	9.8887	1.141	7.976
6.0	0.8362	14.343	1.311	11.46
8.0	0.9253	24.805	1.575	19.62
10	0.9782	36.976	1.777	29.19
14	1.0352	65.352	2.073	51.86
20	1.0715	115.64	2.378	93.24
30	1.0908	214.42	2.713	178.2
50	1.0936	450.23	3.120	395.3
70	1.0878	721.43	3.380	663.3
100	1.0782	1,174.9	3.652	1,144
200	1.0562	2,946.1	4.166	3,270
500	1.0307	9,502.2	4.829	13,015

Key: r_b = radius of emitter; r = radius of collector; β^2 and α^2 are for diverging cases, i.e., $r > r_b$; $(-\beta)^2$ and $(-\alpha)^2$ are for converging cases, i.e., $r < r_b$.

Tableau XII-2-2

L'intégration numérique conduit aux courbes de la **figure XII-2-3** où l'on voit que l'on est soumis à une limitation d'émission par charge d'espace à partir de $E = 10^{10} \text{ V.m}^{-1}$ (la courbe de Child-Langmuir est notée 5) et une densité $J \geq 6 \cdot 10^{-6} \text{ A.cm}^{-2}$.

Cette loi en $V^{3/2}$, dite de Child-Langmuir, a été montrée valable quelle que soit la forme des électrodes pour un faisceau limité par la charge d'espace. Dans la réalité, le processus d'émission possède aussi ses propres limites (densité de saturation J_s pour l'émission thermoélectronique, densité du plasma pour les sources à décharge) de sorte que la courbe $I = f(V)$ ne croît pas indéfiniment (exemple de la diode à électrons sur la **figure XII-2-4**), sauf si l'émission de champ devient importante. A la suite de ces travaux, Pierce a déterminé [2], pour une EE plane, les formes des électrodes permettant d'obtenir un faisceau à bords parallèles (**Figure XII-2-5**).

Le traitement analytique n'est possible qu'en symétrie rectangulaire ; on trouve une répartition de potentiel de la forme :

$$V = \left[\frac{9J}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} (x^2 + y^2) \right]^{2/3} \cos \left(\frac{4}{3} \text{Arctg} \frac{y}{x} \right)$$

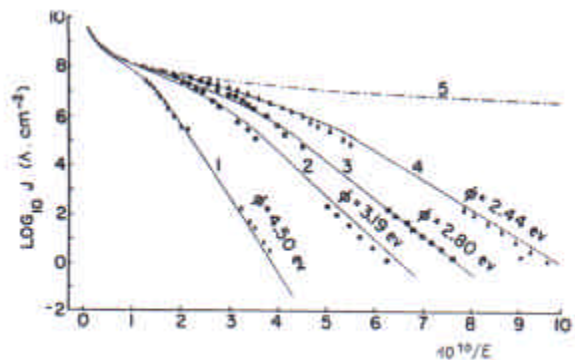


Figure XII-2-3 - Action de la C.E. sur l'émission de champ

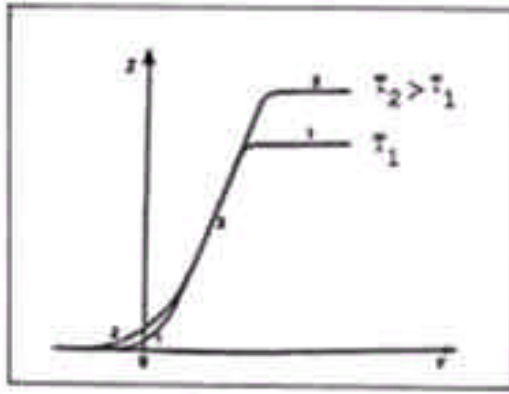


Figure XII-2-4 - Caractéristique d'une diode.

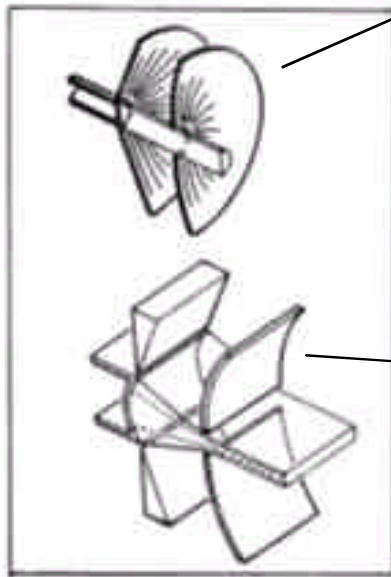
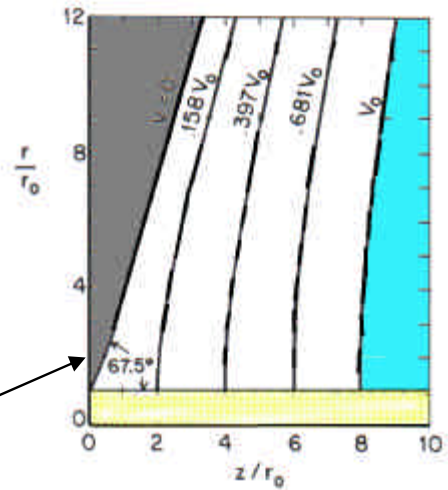
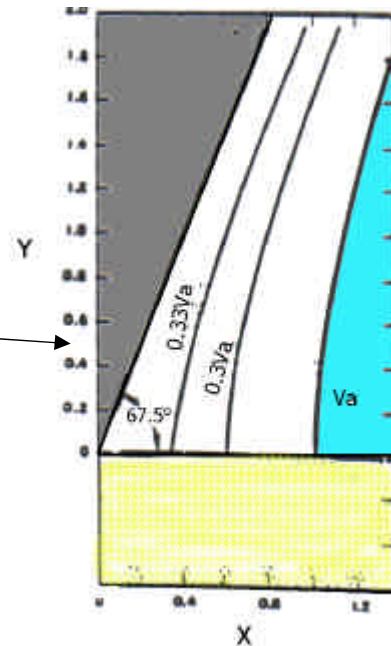


Figure XII-2-5 - Géométrie de Pierce.



L'équipotentielle 0 correspond à une électrode au potentiel de EE baptisée "électrode de focalisation" ou Wehnelt (quand son potentiel est variable). Elle est inclinée à $3\pi/8 = 67.5^\circ$. L'électrode EA n'est pas de forme quelconque, celle-ci obéit à l'équation précédente. En cas de symétrie axiale, le résultat est obtenu par intégration numérique, et on retrouve l'angle fatidique de $3\pi/8$ près de EE. Cet angle, dont l'utilisation est malheureusement souvent galvaudée, n'est optimal que dans une configuration stricte avec un faisceau limité par la charge d'espace.

D'autres travaux théoriques ont permis de déterminer la forme des électrodes *ad hoc* pour produire des faisceaux convergents. [Cf. K. Amboss, *Advances in Elect. and Elect. Phys.* 26 (1969) 1]. On peut aussi étendre l'étude des canons sphériques aux sources d'ions. De fait, l'avènement d'ordinateurs très puissants a permis une simulation précise à la fois des zones d'émission et du transport des faisceaux rendant quelque peu caduc le recours à ces méthodes analytiques.

XII-3 LES FLOTS ELECTRONIQUES

Un cas très particulier de transport basse énergie est celui des flots électroniques. Il s'agit de faisceaux focalisés sur une distance longue devant leur rayon de sorte qu'ils conservent une enveloppe globalement cylindrique. Cette focalisation est le plus souvent due à une induction. Les équations de base sont alors :

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 \dot{z}r} + \eta r\dot{\theta}B_z$$

$$\dot{\theta} = -\omega_L + \omega_0 \frac{r_K^2}{r^2} \quad \text{avec} \quad \omega_L = \eta B_z / 2 \quad \text{et} \quad \omega_0 = \eta B_K / 2$$

$$\ddot{z} = -\eta r \dot{\theta} B_r$$

l'indice κ étant relatif aux conditions cathodiques. La première équation comprend un terme dû au champ de charge d'espace dans le faisceau. Nous avons vu dans le **paragraphe XII-1** que cette charge d'espace induit un puits de potentiel. Le traitement général si \dot{z} n'est pas constante est le suivant : considérons un faisceau de rayon a circulant dans un tube et focalisé de sorte qu'il le remplisse complètement, soient :

$$V_0 = V_{(r=0)} \quad \text{et} \quad V_a = V_{(r=a)}$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} = \frac{I}{\pi \epsilon_0 \sqrt{2\eta V} r^2}$$

dont une solution particulière est :

$$V = \left(\frac{9}{16\pi\epsilon_0\sqrt{2\eta}} \right) r^{2/3} \left(\frac{r}{a} \right)^{4/3}$$

telle que $V_0 = 0$. Ceci correspond à l'apparition d'une cathode virtuelle, un accroissement du courant induirait un retour des électrons vers la cathode. On peut alors écrire :

$$I_{\max} = 29.3 \cdot 10^{-6} V^{3/2}$$

ce qui correspond à une pervéance maximale admissible.

L'intégration numérique donne :

$$I_{\max} = 32.4 \cdot 10^{-6} V^{3/2}$$

Le cas où le faisceau ne remplit pas le tube est plus complexe puisqu'il faut résoudre l'équation de Laplace entre le faisceau et le tube, donnant une variation logarithmique de V avec r .

-----A-- Un type de flot très intéressant pour les applications aux tubes hyperfréquences est le flot de Brillouin. Il est tel que :

$$B_K = 0 \quad B_z = Ct$$

Les équations du mouvement de l'électron périphérique deviennent :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 \dot{z} r} - r\omega_L^2$$

On obtient un flot parfaitement cylindrique pour l'induction dite de Brillouin B_B telle que :

$$B_B^2 = \frac{\sqrt{2} I}{\pi \eta^{3/2} r^2 V_0^{1/2}} = 7 \cdot 10^{-7} \frac{I}{V_0^{1/2} r^2}$$

De l'équation au rayon on tire l'expression du potentiel dans le faisceau :

$$V = V_0 + \frac{r^2 \omega_L^2}{2\eta}$$

dont la variation est parabolique, ensuite on déduit de :

$$\dot{z}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 = 2\eta V$$

que

$$\dot{z} = \sqrt{2\eta V_0} = Ct$$

Tous les électrons ont la même vitesse axiale correspondant à la dépression totale. Ils tournent avec la même vitesse angulaire (rotateur rigide). Le puits de potentiel dans ce faisceau a une profondeur ΔU telle que :

$$\Delta U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{I}{\sqrt{V_0}}$$

Dans le cas du transport dans un tube de rayon r_T , la dépression totale est accrue. Par rapport au potentiel V_T du tube, elle vaut :

$$\Delta U' = V_T - V_0 = \Delta U \left(1 + 2 \text{Ln} \frac{r_T}{a} \right)$$

De ce fait, l'intensité I_{\max} maximale transmissible est :

$$I_{\max} = \frac{16}{3\sqrt{6}} \pi \epsilon_0 \eta^{1/2} \frac{V_{(r=a)}^{3/2}}{1 + 2 \text{Ln} \frac{r_T}{a}}$$

Soit une pervéance maximale de :

$$\mu = \frac{25.4 \cdot 10^{-6}}{1 + 2 \ln \frac{r_T}{a}}$$

Il est remarquable de constater (nous l'avons déjà fait) qu'il est impossible de transporter un faisceau électronique dans un tube de diamètre quelconque sous peine d'en voir une partie rebrousser chemin! Ce résultat se transpose à n'importe quel faisceau de particules chargées. Le flot de Brillouin reste un idéal mathématique impossible à recréer expérimentalement car le passage de $B_K = 0$ à $B_z \neq 0$ doit se faire très brutalement en un point tel que $\dot{r} = 0$; or, un gradient (inévitables) introduit une focalisation. Les autres raisons sont l'émittance non nulle de tout faisceau et les variations de densité radiale.

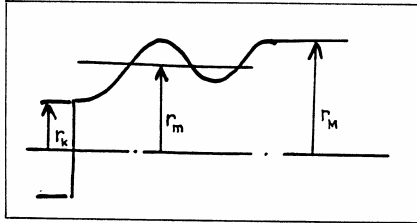


Figure XII-3-1 - Paramètres d'enveloppe d'un flot immergé.

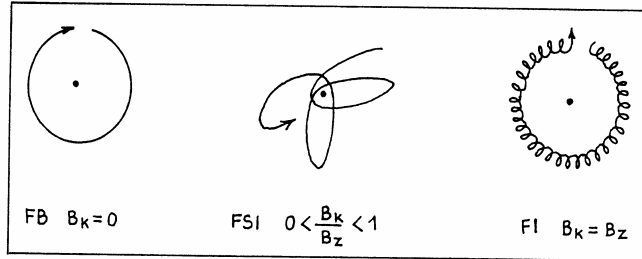


Figure XII-3-2

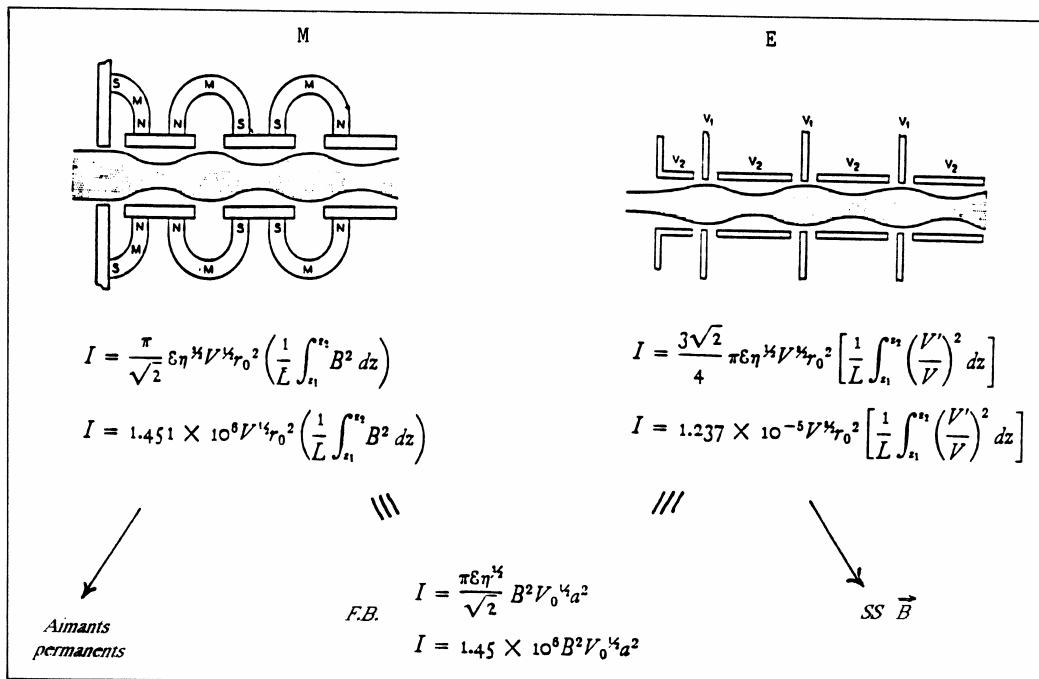


Figure XII-3-3 - Focalisations périodiques.

-----B-- Un autre flot moins délicat de mise en oeuvre est le flot immergé ou confiné. Il est tel que :

$$B_K = B_z = C t$$

d'où

$$\dot{\theta} = -\omega_L \left(1 - \frac{r_K^2}{r^2} \right)$$

L'équation du mouvement de l'électron périphérique est :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi \epsilon_0 z r} - r \omega_L^2 \left(1 - \frac{r_K^4}{r^4} \right)$$

r_K étant le rayon cathodique. Le faisceau est inévitablement festonné (Figure XII-3-1).

En posant :

$$k = \frac{I}{\sqrt{2} \pi \epsilon_0 \eta^{3/2} B_z^2 V_{(r=r_m)}^{1/2} r_K^2}$$

on a

$$r_m \# r_K \left(1 + \frac{k}{2}\right) \text{ et } r_M \# r_m \left(1 + \frac{k}{2}\right)$$

Le puits de potentiel global ΔU_{Fl} s'exprime à partir du puits en flot de Brillouin :

$$\Delta U_{Fl} \# \Delta U \left(1 - \frac{\Delta U}{8V} + \dots\right)$$

On trouve aussi :

$$I_{\max} \# \frac{1.963 \pi \epsilon_0 \sqrt{2\eta}}{1 + 2 \ln \frac{r_T}{a}} V_{(r=r_m)}^{3/2}$$

Soit la pervéance maximale de $32.5 \cdot 10^{-6}$ déjà évoquée.

-----C-- Il existe des flots intermédiaires dits semi-immergés tels que $0 < B_K < B_z$ et des conditions pour que leur enveloppe ne soit pas festonnée (pseudo-flots de Brillouin). Les mouvements d'un électron dans le plan transverse sont donnés schématiquement sur la **figure XII-3-2**.

-----D-- Citons pour mémoire d'autres flots permettant une pervéance maximale plus élevée. Ils utilisent des faisceaux annulaires, la charge d'espace est équilibrée en tous points soit par un champ électrique (flot de Harris), soit par un champ magnétique (flot de Samuel, très utilisé dans les gyrocons). Enfin, certains flots requièrent une économie extrême des moyens de focalisation (cas des tubes embarqués dans les satellites). La focalisation périodique par des aimants permanents ou des lentilles unipotentielle (**Figure XII-3-3**) permet d'obtenir des flots dont la pervéance maximale admissible est fonction de la puissance moyenne de focalisation. Etant critique, celle-ci rend le système instable. L'effet thermique, négligé jusqu'ici, introduit un terme de perturbation dans l'expression de la densité volumique puisqu'il se traduit par une vitesse radiale des électrons. Dans la pratique, l'enveloppe d'un faisceau est d'autant plus floue que la température cathodique est élevée (ou, ce qui revient au même, que l'émittance initiale est grande). L'approche théorique s'est faite autour du flot de Brillouin. Toutes les études concordent pour donner une expression du rayon r_e d'équilibre réel d'un faisceau à partir de la valeur idéale r_B et du champ résiduel B_K :

$$r_e = r_B \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[1 + 4 \left(\frac{B_K^2 r_K^2}{B^2 r_B^4} + \frac{8kT_K r_K^2}{mB^2 r_B^4} \right) \right]^{1/2} \right\}^{1/2}$$

XII-4 LES MOYENS DE CALCUL NUMERIQUE

Ils sont constitués de codes de calcul sur ordinateurs. Ils ont fait leur apparition dans les années 60 et, à ce jour, il n'est plus concevable de s'en passer pour faire une prévision sérieuse d'un transport. Les plus élaborés permettent de résoudre les équations du mouvement des particules en trois dimensions :

$$m\vec{\gamma} = (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

tout en résolvant les équations de détermination des champs électromagnétiques :

$$\vec{E} = -\text{grad } V$$

$$\vec{B} = \text{Rot } A$$

$$\Delta V = \rho / \epsilon_0$$

$$\Delta A = -\mu_0 i$$

Le **tableau XII-4-1** donne des expressions de ces opérateurs et des équations du mouvement non relativiste dans les trois systèmes de coordonnées les plus utilisés avec des notations que le lecteur adaptera facilement. La majorité des problèmes pratiques concerne des faisceaux ayant un élément de symétrie. Les codes actuellement disponibles peuvent se diviser en trois groupes :

- les codes qui permettent la détermination des champs électromagnétiques, par résolution itérative de l'équation de Poisson (méthode des différences finies) ou par calcul variationnel de l'extremum d'une fonction physique (méthode des éléments finis).

- Les codes qui calculent les trajectoires par intégration pas-à-pas des équations du mouvement de N macroparticules représentatives du faisceau avec interaction de la distribution des charges sur le potentiel en tous points.

- Les codes qui évaluent la variation globale de la figure d'émittance en simulant tous les éléments optiques par des matrices de transfert.

On peut se les procurer de plus en plus, à titre onéreux, dans les grands laboratoires (DESY, Los Alamos, CERN principalement).

Avant de les décrire, citons les plus répandus :

- Champs électriques :

a) 2 dimensions (3 avec symétrie)

EGUN - POISSON - SUPERFISH - URMEL (dynamique) - SIMION - PBGUNS.

b) 3 dimensions

TOPAZ3D - RELAX3D - SIMION - CAV3D (dynamique) - MAFIA (dynamique) -

SCALA-CPO3DS.

- Champs magnétiques :

a) 2 dimensions

POISSON - SUPERFISH - MAGNET- ANSYS - OPERA2D.

b) 3 dimensions

MAGNUS - KOBRA - MAFIA - OPERA3D.

- Trajectoires par intégration

TRANSOPTR - BEAMTRACE - RAYTRACE - EGUN - AXCEL - PRIAM

- EGN2 - IGUN - PBGUNS.

- Méthode matricielle

TRANSPORT - TURTLE - GIOSP - PARMELA - MAD - MARYLIE - COSY.

Nous allons décrire très succinctement, à travers quelques exemples, le mode de fonctionnement de ces programmes.

-----A-- Commençons par la première catégorie : les codes résolvant l'équation de Poisson et donnons l'exemple d'un code bidimensionnel aux différences finies (le plus répandu) traitant les champs électrostatiques. Les électrodes sont dessinées à l'échelle sur un maillage carré d'espacement régulier h (**Figure XII-4-2**). Elles sont reliées par une ligne continue appelée frontière (ou contour) sur laquelle le potentiel ou ses dérivées sont connus. Un point P_0 de coordonnées r_0, z_0 du maillage est entouré de 4 points adjacents. Un développement en série de Taylor de V conduit à :

$$V(r, z) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{\partial^{i+j} V}{\partial r^i \partial z^j} \right)_{r=r_0, z=z_0} \frac{(r-r_0)^i (z-z_0)^j}{i!j!}$$

En limitant ce développement à $i + j = 2$, on peut exprimer $V(r, z)$ à partir du potentiel V_0 et de ses dérivées en P_0 :

$$V(r, z) = V_0 + \left[(r-r_0) - \frac{(r-r_0)^2}{2r_0} \right] \frac{\partial V_0}{\partial r} + (z-z_0) \frac{\partial V_0}{\partial z} + (r-r_0)(z-z_0) \frac{\partial^2 V_0}{\partial r \partial z} - \frac{1}{2} \left[(r-r_0)^2 - (z-z_0)^2 \right] \frac{\partial^2 V_0}{\partial z^2} - \frac{1}{2} (r-r_0)^2 \frac{\rho_0}{\epsilon_0}$$

Pour $r - r_0 = h$ et/ou $z - z_0 = h$, on peut déterminer V_1, V_2, V_3 et V_4 .

Par substitution, on déduit alors :

$$V_0 = \frac{V_1}{4} + \frac{V_2}{4} + \frac{V_3}{4} + \frac{V_4}{4} + \frac{h}{8r_0} V_3 - \frac{h}{8r_0} V_4 + \frac{h^2 \rho_0}{4\epsilon_0}$$

ρ_0 étant la densité de charge en P_0 . Dans le cas où P_0 n'est pas entouré de quatre points équidistants, cette expression est plus compliquée. On peut utiliser des maillages plus complexes (**Figure XII-4-3**) qui conduisent à des expressions similaires. Une condition imposée au potentiel (frontière de Dirichlet) ou à ses dérivées (frontière de Neumann, par exemple sur l'axe $\frac{\partial V}{\partial r} = 0$) permet une expression de V_0 appuyée sur trois points.

Rectangular Coordinates (x, y, z) Scalar product: $\mathbf{E} \cdot \mathbf{l} = E_x l_x + E_y l_y + E_z l_z$ Vector product: $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = i_x(yB_z - zB_y) + i_y(zB_x - xB_z) + i_z(xB_y - yB_x)$ Gradient: $\mathbf{E} = -\nabla V = i_x \left(-\frac{\partial V}{\partial x} \right) + i_y \left(-\frac{\partial V}{\partial y} \right) + i_z \left(-\frac{\partial V}{\partial z} \right)$ Divergence: $\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ Curl: $\nabla \times \mathbf{E} = i_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + i_y \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + i_z \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)$ Laplacian: $\nabla^2 V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ x-motion: $\ddot{x} = \frac{q}{m} \left(-\frac{\partial V}{\partial x} + yB_z - zB_y \right)$ y-motion: $\ddot{y} = \frac{q}{m} \left(-\frac{\partial V}{\partial y} + zB_x - xB_z \right)$ z-motion: $\ddot{z} = \frac{q}{m} \left(-\frac{\partial V}{\partial z} + xB_y - yB_x \right)$ Cylindrical Coordinates (r, φ, z) Scalar product: $\mathbf{E} \cdot \mathbf{l} = E_r l_r + E_\phi l_\phi + E_z l_z$ Vector product: $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = i_r(r\phi B_z - zB_\phi) + i_\phi(zB_r - rB_z) + i_z(rB_\phi - r\phi B_r)$ Gradient: $\mathbf{E} = -\nabla V = i_r \left(-\frac{\partial V}{\partial r} \right) + i_\phi \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \phi} \right) + i_z \left(-\frac{\partial V}{\partial z} \right)$ Divergence: $\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ Curl: $\nabla \times \mathbf{E} = i_r \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} \right) + i_\phi \left(\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + i_z \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right]$	
Spherical Coordinates (r, θ, φ) Scalar product: $\mathbf{E} \cdot \mathbf{l} = E_r l_r + E_\theta l_\theta + E_\phi l_\phi$ Vector product: $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = i_r(r\theta B_\phi - r \sin \theta \phi B_\theta) + i_\theta(r \sin \theta \phi B_r - rB_\phi) + i_\phi(rB_\theta - r\theta B_r)$ Gradient: $\mathbf{E} = -\nabla V = i_r \left(-\frac{\partial V}{\partial r} \right) + i_\theta \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + i_\phi \left(-\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} \right)$ Divergence: $\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 E_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi}$ Curl: $\nabla \times \mathbf{E} = i_r \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\phi) - \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} \right] + i_\theta \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial E_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) \right] + i_\phi \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right]$ Laplacian: $\nabla^2 V = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2}$ r-motion: $\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r \sin^2 \theta \dot{\phi}^2 = \frac{q}{m} \left(-\frac{\partial V}{\partial r} + r\theta B_\phi - r \sin \theta \phi B_\theta \right)$ θ-motion: $r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} - r \sin \theta \cos \theta \dot{\phi}^2 = \frac{q}{m} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + r \sin \theta \phi B_r - rB_\phi \right)$ φ-motion: $r \sin \theta \ddot{\phi} + 2r \cos \theta \dot{\theta} \dot{\phi} + 2\dot{r} \sin \theta \dot{\phi} = \frac{q}{m} \left(-\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} + rB_\theta - r\theta B_r \right)$	

Tableau XII-4-1

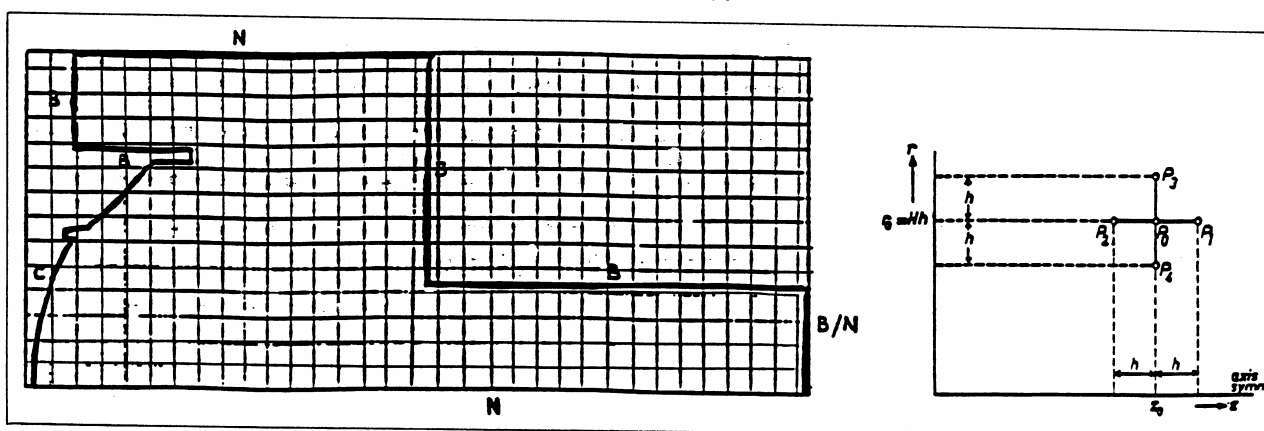


Figure XII-4-2 - Maillage carré.

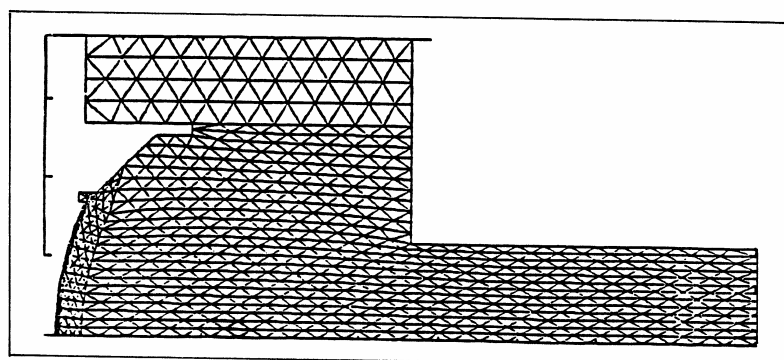
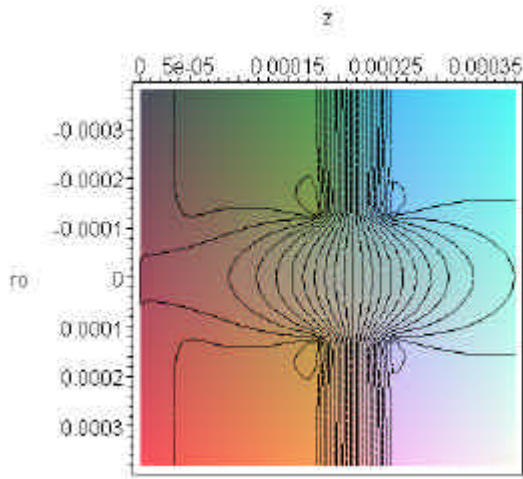
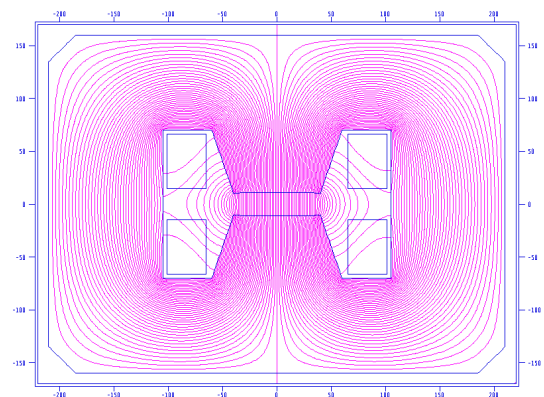
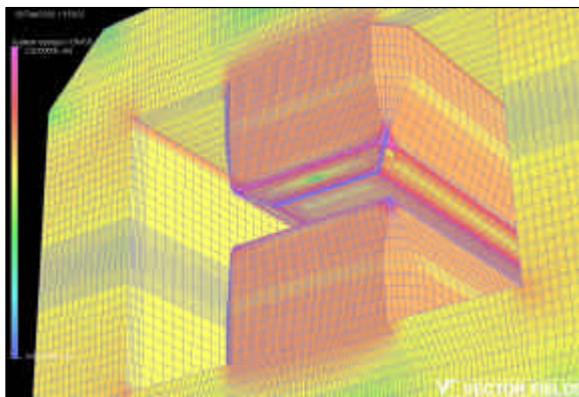


Figure XII-4-3 - Maillage triangulaire.

La procédure d'itération est précédée d'une nomenclature des points et du repérage de la frontière. Les potentiels sont déterminés au premier cycle d'itération avec l'expression précédente en commençant, par exemple, par le premier noeud du maillage en bas à gauche, puis de proche en proche, en attribuant la valeur 0 aux potentiels inconnus (en connaissant la matrice $\rho(r, z)$, éventuellement déterminée en faisant d'abord $\rho \equiv 0$) puis en intégrant les équations de trajectoires, cf. plus loin). Au second cycle, le calcul de V_0 s'effectue avec les valeurs corrigées du premier cycle, et ainsi de suite. L'écart entre un cycle et le précédent est calculé et comparé avec le degré de précision souhaitée. La stabilité de la solution et la rapidité de convergence sont notablement accrues en multipliant la matrice des potentiels d'un cycle par un facteur critique #1 dépendant de son sens d'évolution (surrelaxation). Un millier de cycles ne requiert que quelques secondes de calcul d'un micro-ordinateur pour 25000 noeuds et une précision de 10^{-6} .



Les figures ci-contre montre les résultats graphiques obtenus dans le cas du champ électrique entre deux diaphragmes circulaires en symétrie axiale, le maillage tridimensionnel d'un électroaimant et la répartition de l'induction dans le plan médian vertical obtenu par la méthode des éléments finis.



-----B-- Connaissant les champs, la deuxième catégorie de codes fait le calcul des trajectoires en intégrant pas-à-pas les équations différentielles du mouvement par une méthode d'intégration numérique du type Runge-Kutta. Ces données initiales relatives à ces trajectoires sont déduites de la loi de Child-Langmuir pour les zones d'émission (Cf § suivant) ou de la figure d'émittance ailleurs. Le faisceau est représenté par des macroparticules en nombre et poids variables (en général moins de 1000 et de poids identique, entendons intensité transportée par poids). Avec charge d'espace, il y a interaction avec les potentiels statiques, par variation de ρ , de sorte que le code itère à la fois sur la résolution de l'équation de Poisson et le tracé des trajectoires. Le résultat se traduit par une série de tracés graphiques (**Figures XII-4-4a, b, et c**) et d'impressions. Le nombre élevé d'itérations peut conduire à des erreurs par cumul. A basse énergie, si l'on veut des renseignements sur l'évolution du profil de densité du faisceau, ces codes sont irremplaçables.

-----C-- La troisième catégorie de codes (dits codes d'enveloppe) est extensivement utilisée pour des faisceaux à haute énergie. Le faisceau est décrit par ses figures d'émittance dans les différents plans assimilés à des ellipses. Chaque élément optique est simulé par une matrice dite de transfert déduite de ses propriétés optiques (jusqu'au 5ème ordre sur les codes les plus sophistiqués).

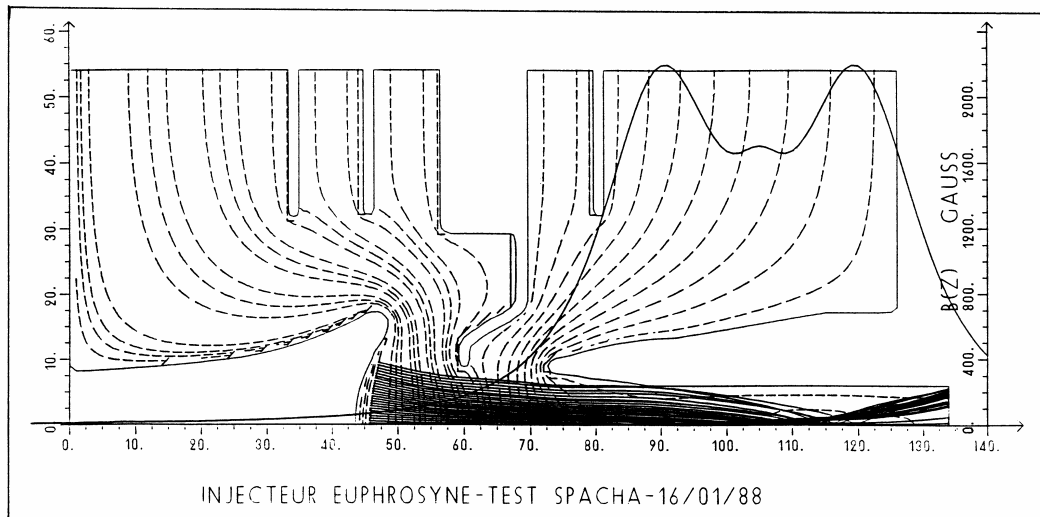


Figure XII-4-4a - Exemple de simulation numérique (EGUN).

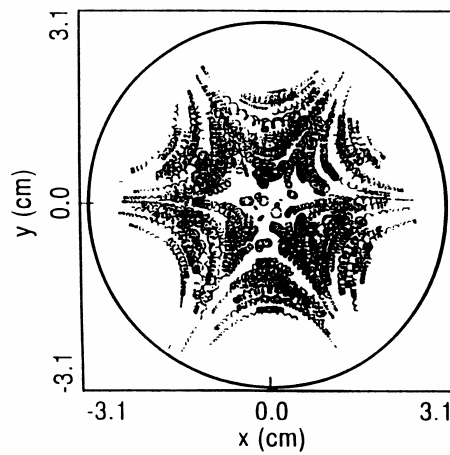


Figure XII-4-4b - Simulation des trajectoires électroniques dans le plan transverse d'une ECR.

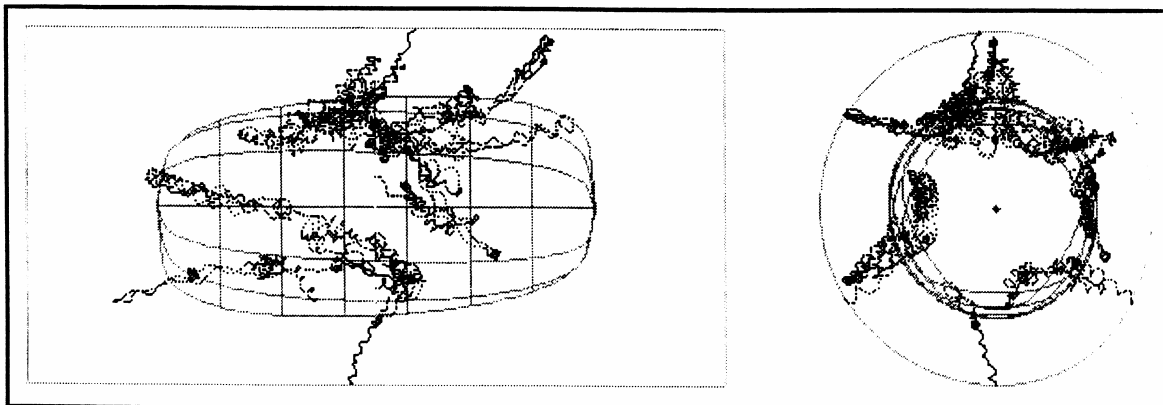
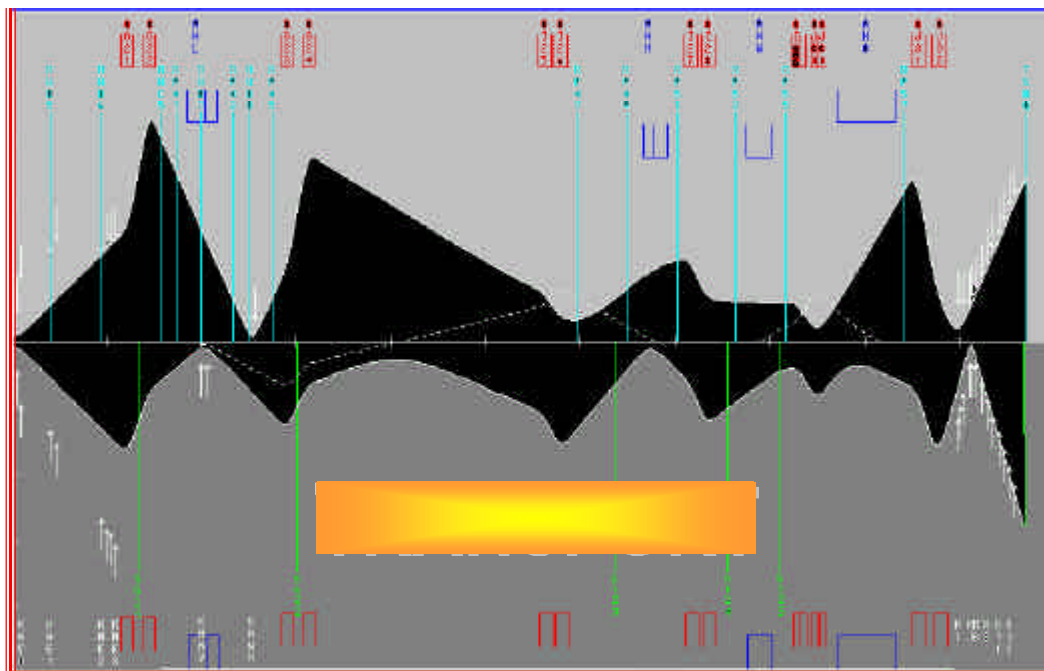


Figure XII-4-4c - Simulation du mouvement d'ions A^+ dans les plans longitudinal et transverse d'une ECR.



Le transport revient à une simple multiplication de matrices. La charge d'espace n'est prise en compte que pour des faisceaux à densité homogène. Prenons un exemple simple que nous développerons plus en détails au paragraphe suivant : l'enveloppe d'un faisceau est entièrement déterminée si on connaît, en tous points, r et r' . Si un élément d'optique a une action linéaire, entre son entrée (indice e) et sa sortie (indice s), on peut écrire :

$$\begin{aligned} r_s &= a_{11} r_e + a_{12} r'_e \\ r'_s &= a_{21} r_e + a_{22} r'_e \end{aligned}$$

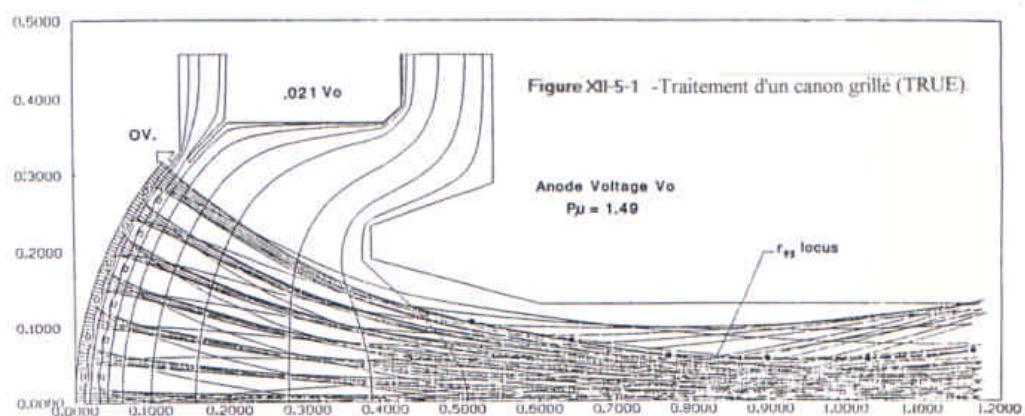
qui s'écrit en notation matricielle :

$$\begin{pmatrix} r_s \\ r'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_e \\ r'_e \end{pmatrix}$$

les coefficients étant dépendants de l'élément d'optique et rangés dans la matrice M de transfert. Les variations des propriétés de l'élément optique se résument à changer les coefficients, ce qui permet d'obtenir des résultats très rapides. Par exemple, dans un espace de glissement, on a :

$$\begin{aligned} r_s &= r_e + \ell r'_e \\ r'_s &= r'_e \end{aligned} \quad M = \begin{pmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

La **figure XII-4-5** illustre le cas d'une ligne de quadripôles avec le tracé de l'enveloppe résultante dans les deux plans.



XII-5 LES ZONES D'EMISSION

Nous avons vu dans le **paragraphe XII-2** que les solutions analytiques aux problèmes du comportement des faisceaux dans les zones d'émission étaient très limitées. La modélisation par des codes d'intégration permet de traiter ces problèmes en incluant les effets secondaires : distribution maxwellienne initiale des vitesses, non-uniformité de la densité d'émission, retour de particules secondaires... dans des géométries complexes.

Dans le cas des canons à électrons, la cathode est une surface physique parfaitement localisée, et l'on déduit les caractéristiques d'émission soit en appliquant la loi de Child-Langmuir entre celle-ci et une équipotentielle proche en subdivisant les surfaces en regard en diodes élémentaires (émission thermoélectronique), soit en calculant l'émission correspondant au champ local (émission de champ). L'intensité globale est partagée en N macroparticules représentatives dont les conditions de départ initiales tiennent compte des effets secondaires évoqués ci-dessus, de l'action des particules déjà émises et des actions des champs. La **figure XII-4-4a** montre un canon immergé dans une induction croissante 3MV - 3MA dont l'approche eut été impossible par voie analytique. La **figure XII-5-1** est un canon dont le wehnelt porte une grille pour moduler l'intensité du faisceau (on sait maintenant traiter ce problème en 3D). La **figure XII-5-2** est un canon sphérique injectant un flot quasi-parallèle (flot de Brillouin) dans une induction solénoïdale, avec tracé des différents profils de densité en z.

Si le faisceau n'est pas constant dans le temps (approche dynamique), chaque macroparticule est repérée dans l'espace et dans le temps et la force agissant sur elle est la résultante des champs appliqués pouvant être variables en temps et d'une force de charge d'espace, somme des actions des particules voisines, calculées avec la loi de Coulomb ("particles in cells" codes PRIAM et PARMELA). La **figure XII-5-3** montre le résultat de l'émission d'un faisceau d'électrons dans un champ HF de klystron.

L'émission à partir d'un plasma est plus délicate puisque la surface émissive est immatérielle, la gaine anodique (le trou d'extraction est généralement dans l'anode) se déforme en gros comme l'équipotentielle correspondant à la tension d'anode sous l'effet du champ d'extraction (**Figure XII-5-4**) et en fonction de la densité du plasma (on consultera avec bénéfice l'article de R. Keller, NIM A298 (1990) 247 pour plus d'informations). Les particules sont extraites de cette gaine (lisière du plasma) qui est considérée comme la surface émissive. Un mauvais choix des paramètres de la géométrie d'extraction par rapport à la tension d'extraction ou aux paramètres du plasma peut conduire à des déformations de la lisière très préjudiciables aux qualités optiques. On pallie cette difficulté en plaçant une grille dans l'orifice d'extraction pour imposer (en gros) la forme de la lisière (**Figure XII-5-5**), ou en utilisant une "coupe d'expansion" dans laquelle le plasma diffuse, ce qui permet de séparer les paramètres d'extraction du comportement de la décharge et d'avoir des ménisques de lisière aux formes désirées (**Figure XII-5-6**). La **figure XII-5-7** montre la simulation de l'extraction d'un faisceau de 42mA A⁺ à 50kV par AXCEL, code qui autodétermine la forme de la lisière émettrice. Le calcul des caractéristiques d'émission se fait comme dans le cas des canons à électrons à part que la densité de saturation s'écrit, nous l'avons vu :

$$J_s = 0.344 n^+ \exp\left(\frac{\sqrt{2kT}}{M}\right)$$

Ce qui conduit à la formule empirique de l'intensité maximale que l'on peut extraire d'un trou de surface S sous une tension V avec une divergence < 20 mrad :

$$I \approx 0.22 \cdot 10^{-3} V^{3/2} S \sqrt{\frac{A}{Z_i}}$$

Les études systématiques de zones d'émission ionique ont amené un "savoir-faire" en matière d'arrangement des électrodes pour obtenir un faisceau peu divergent. Les **figures XII-5-8a et b** montrent la géométrie dite "accél-decel" pour des ions positifs, à 3 électrodes. Une électrode négative (suppresseuse) interposée entre la fente et l'extracteur permet à la fois d'obtenir une focalisation variable et d'empêcher les électrons participant à la neutralisation de la charge d'espace d'être drainés vers la source (on doit respecter $r_1 / d_1 > 0.5$, $r_2 / r_1 > 0.75$, $D_1 = 0.5r_1$).

L'obtention de fortes intensités se fait en augmentant la surface d'émission et, pour éviter des déformations de la lisière, on utilise la technique de la "multi-ouverture" (**Figure XII-5-9**), par formation de N faisceaux élémentaires. On comprend, au vu de la **figure XII-5-10** qu'il s'ensuit une perte de brillance. L'optimisation de l'extraction devient primordiale. Sachant que la tension maximale de claquage de l'extraction est :

$$V_{\max} = 1.7 \cdot 10^6 d^{0.66}$$

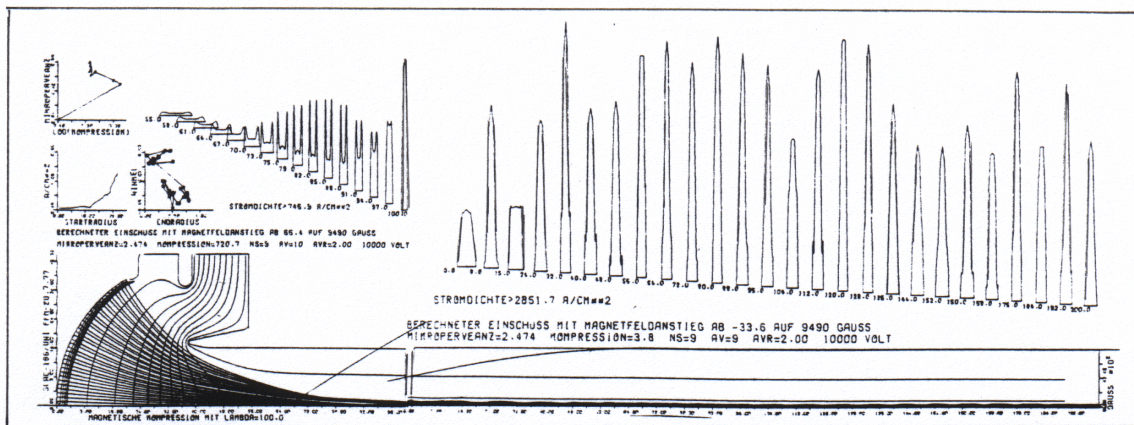


Figure XII-5-2 - Calcul d'un flot de Brillouin (EGUN).

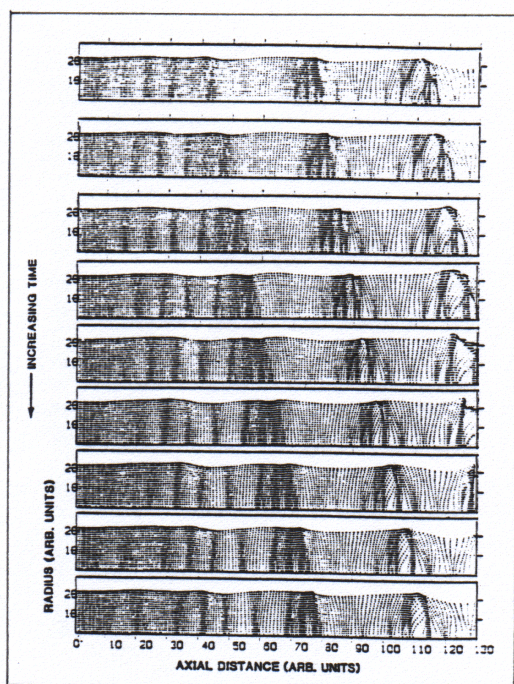


Figure XII-5-3 - Evolution de paquets d'électrons (PARMELA).

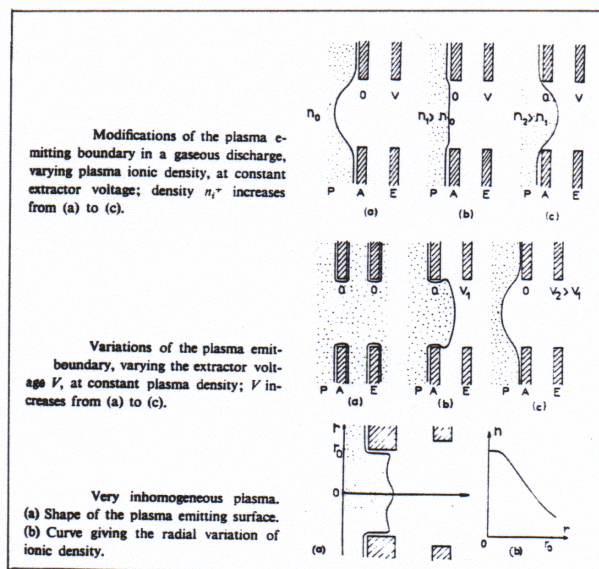


Figure XII-5-4

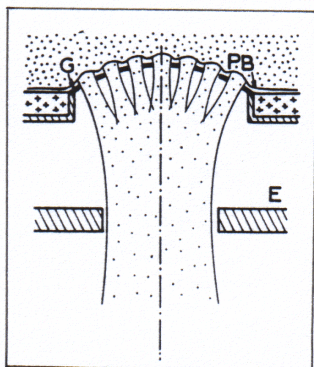


Figure XII-5-5 - Extraction multiouverture.

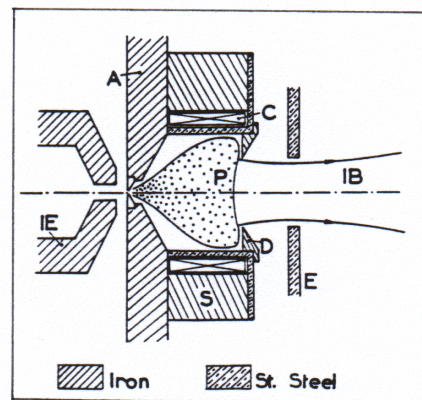


Figure XII-5-6 - Coupe d'expansion.

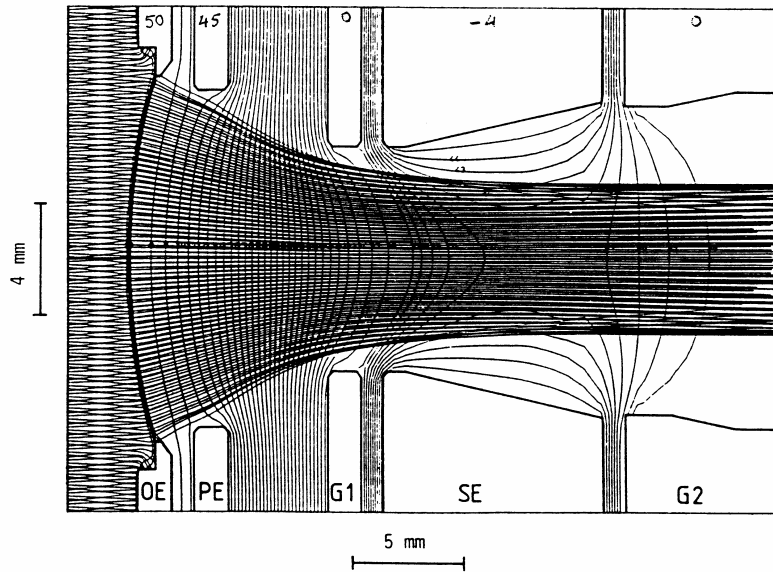


Figure XII-5-7 - Calcul self-consistant d'une extraction ionique (AXCEL).

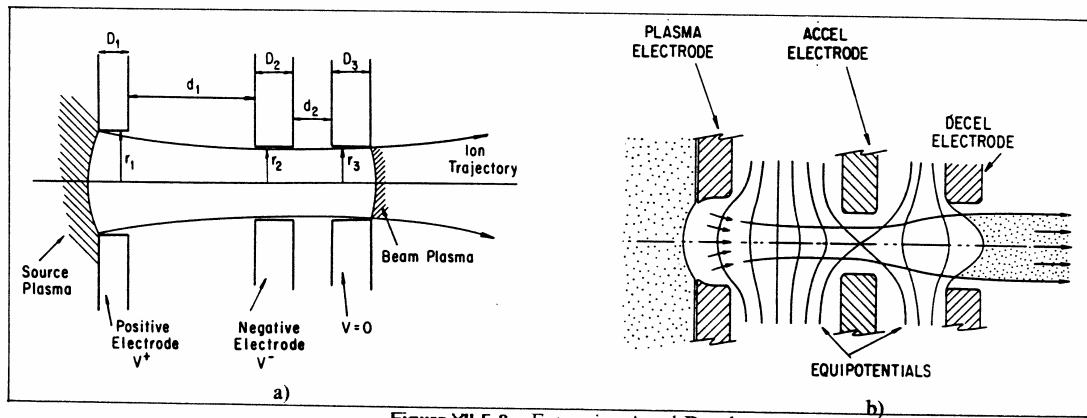


Figure XII-5-8 - Extraction Accel-Decel.

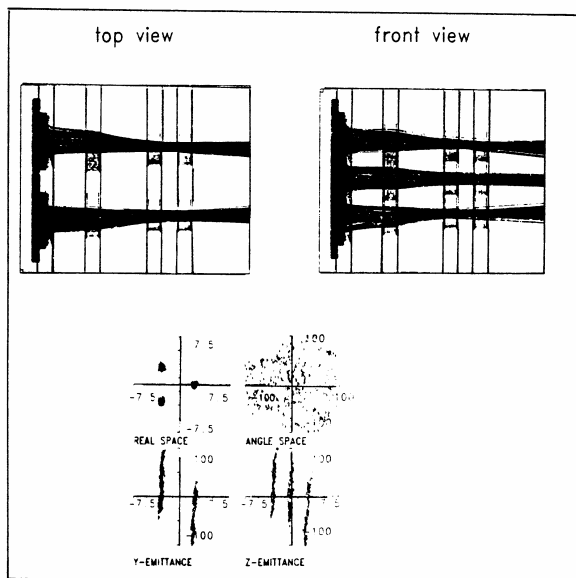


Figure XII-5-9

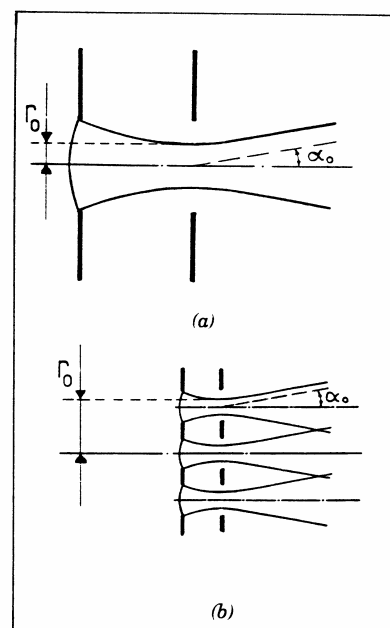


Figure XII-5-10

(d'autres auteurs donnent $V_{\max} = 6 \cdot 10^5 d^{1/2}$ et pour les électrons $V_{\max} = 3 \cdot 10^6 d^{0.8}$, pour une limite théorique basée sur l'émission de champ de microsites de $6 \cdot 10^9 d$, **figure XII-5-11**) on déduit l'émittance d'un faisceau (avec Child) :

$$\varepsilon = 2.37 \cdot 10^{-7} \alpha_0 V^{3/2} [\text{mm.mrad}]$$

et la brillance :

$$B = \frac{1.24 \cdot 10^{13} \varepsilon_0 \sqrt{\eta}}{\alpha_0^2 V^{3/2}}$$

α_0 est l'angle de divergence après l'espace d'extraction, laquelle se dégrade avec V. Pour que la brillance soit minimale, il faut trouver le meilleur compromis entre α_0 et V par une mise au point théorique et pratique judicieuse de la géométrie d'extraction.

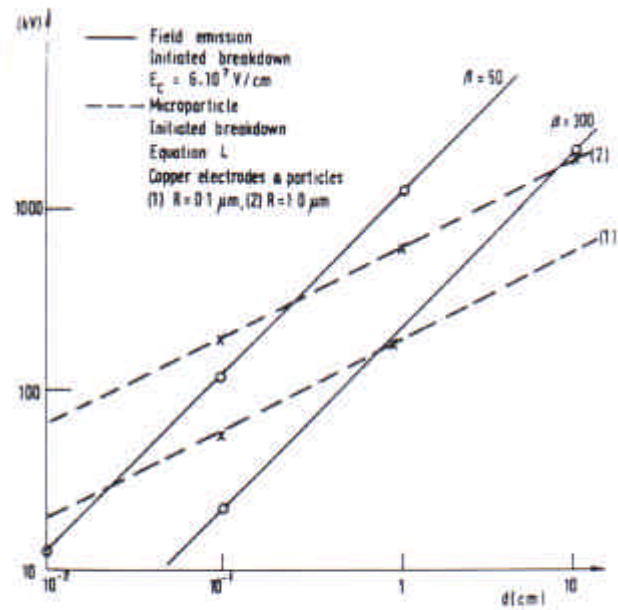


Figure XII-5-11

XII-6 LE TRANSPORT BASSE ENERGIE

Plaçons-nous dans le cas le plus fréquent de la symétrie de révolution. Un schéma typique de transport est donné sur la **figure XII-6-1** ; à basse énergie, on rencontre des lentilles électrostatiques à tubes ou à diaphragmes symétriques ("einzeln" c'est-à-dire simple en allemand) ou non, des accélérations, des secteurs déviants, des lentilles magnétiques, des quadripôles...

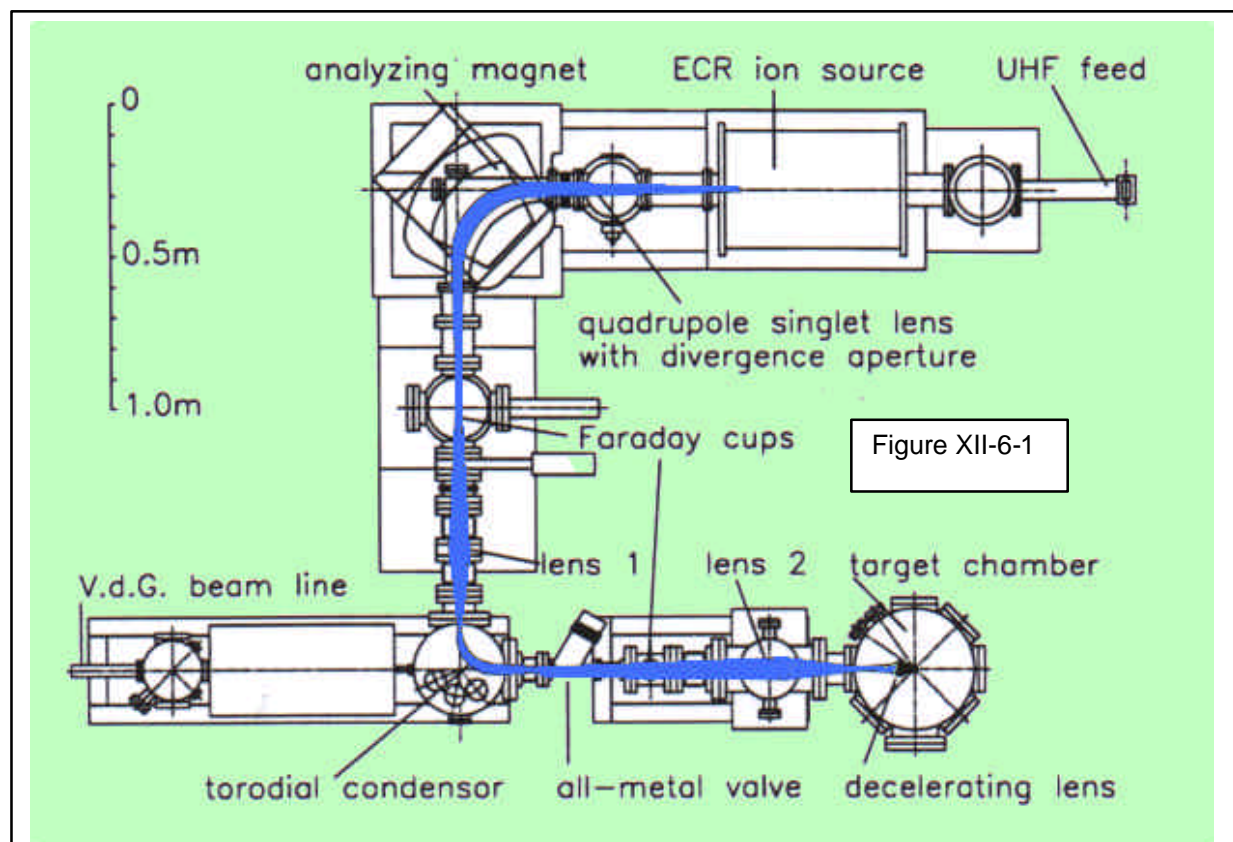


Figure XII-6-1

Transporter, c'est maintenir le faisceau dans une section transverse telle que l'émittance ne soit pas dégradée, donc de ne pas trop focaliser, mais suffisamment quand même, pour être dans des conditions où les aberrations

des éléments optiques sont faibles. Le transport le plus simple est celui où le faisceau est hors charge d'espace et paraxial, c'est-à-dire que les champs peuvent être approximés par un développement limité au premier ordre. Le plus compliqué, c'est l'inverse ; on le traite avec des codes à intégration. Par analogie avec l'optique lumineuse, on emploie en optique des particules les vocables : distances focales, plans principaux, aberrations chromatiques... Commençons par les faisceaux paraxiaux sans charge d'espace. Les champs peuvent être développés au premier ordre :

$$\begin{aligned}V_{(r,z)} &= V_{(0,z)} - \frac{r^2}{4} \frac{d^2 V_{(0,z)}}{dz^2} \\E_r &= -\frac{\partial V_{(r,z)}}{\partial r} = \frac{r}{2} \frac{d^2 V_{(0,z)}}{dz^2} \\E_z &= -\frac{\partial V_{(r,z)}}{\partial z} = -\frac{dV_{(0,z)}}{dz} \\B_{z(r,z)} &= B_{z(0,z)} \\B_{r(r,z)} &= -\frac{r}{2} \frac{\partial B_{z(0,z)}}{\partial z}\end{aligned}$$

Ce qui permet d'utiliser soit les expressions analytiques de $V_{(0,z)}$ et $B_{(0,z)}$ sur l'axe des systèmes, qui sont légion, soit des courbes déduites de calculs numériques ou de mesures et simulées localement en z par des fonctions aisément dérivables (polynômes). Faisons une large parenthèse sur les moyens de connaissance des champs autres que la simulation. Les méthodes d'établissement d'expressions analytiques utilisent principalement les distributions de charge ou d'éléments de courants, la séparation des variables dans le calcul des laplaciens et les transformations conformes. L'exemple frappant du calcul d'un champ avec une distribution est celui de l'induction fournie dans le vide, en tous points, par une spire circulaire parcourue par un courant I (**Figure XII-6-2**).

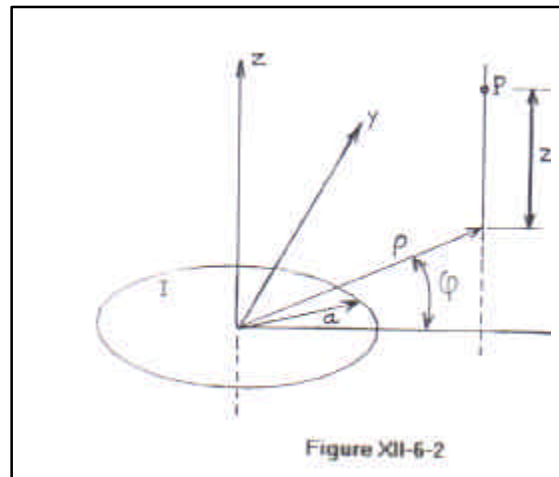
De
$$A\phi = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{dl_y}{r}$$

en posant
$$k = \sqrt{\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2 + z^2}}$$

on tire
$$A\phi = \frac{\mu_0 I}{k\pi} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) J_1 - J_2 \right]$$

on déduit
$$B_\rho = \frac{\mu_0 I k z}{4\pi \rho \sqrt{a\rho}} \left[-J_1 + \frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} J_2 \right]$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I k}{4\pi \sqrt{a\rho}} \left[J_1 + \frac{a^2 - \rho^2 - z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} J_2 \right]$$



J_1 et J_2 sont les intégrales elliptiques de Legendre qui sont tabulées ; ces formules sont exploitables avec l'approximation :

$$\begin{aligned}J_1 &\approx \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2} + \frac{9}{64} k^4 \right) \\J_2 &\approx \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{k^2}{2} - \frac{3}{64} k^4 \right)\end{aligned}$$

Dans la méthode de séparation des variables (Cf équation de Schrödinger), face à :

$$\Delta F = \frac{\partial^2 F}{\partial q_1^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial q_2^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial q_3^2} = 0$$

on pose :

$$F = F_1(q_1) \cdot F_2(q_2) \cdot F_3(q_3)$$

qui ramène à trois équations souvent elles aussi de Laplace dont les solutions s'expriment à partir de fonctions spéciales (intégrales de Fourier, fonctions de Bessel ou de Legendre...).

Exemples : en coordonnées cylindriques, l'équation de Laplace du potentiel est :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

Posons $V_{(r,z)} = R_{(r)} \cdot Z_{(z)}$, il vient :

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{rR} \frac{dR}{dr} = - \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = k^2$$

Les solutions sont :

$$R = A I_0(kr) + B K_0(kr)$$

$$Z = C \cos k(z - z_0)$$

A, B, C, z_0 sont des constantes, I_0 et K_0 les fonctions de Bessel modifiées de 1^{ère} et de 2^{ème} espèce. On tire de ceci, par exemple, l'expression du potentiel dans la géométrie de la **figure XII-6-3** de la lentille accélératrice :

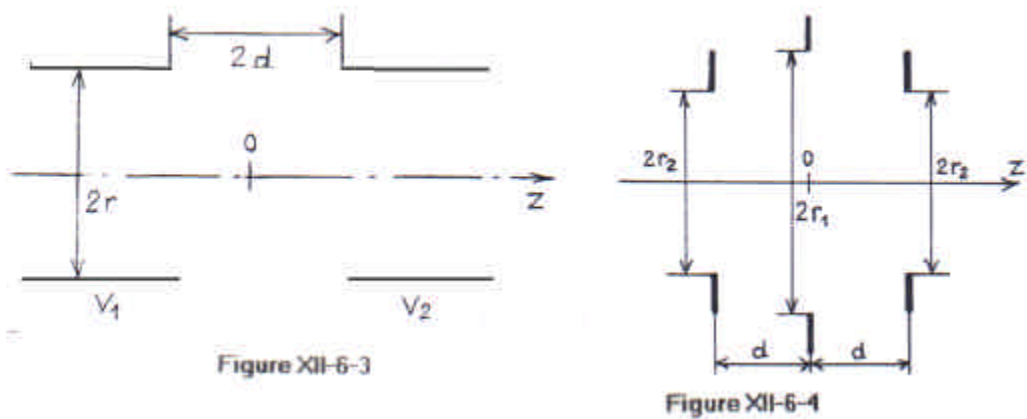
$$V = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{(V_2 - V_1)r}{4\omega d} \text{Ln} \frac{\text{ch}\omega(z+d)/r}{\text{ch}\omega(z-d)/r}$$

$$\omega = 1.318$$

de laquelle on peut déduire le potentiel dans une géométrie à trois électrodes. De même dans la géométrie de la **figure XII-6-4** (lentille symétrique à trois diaphragmes), on trouve une expression du potentiel sur l'axe :

$$V_{(0,z)} = A + B \text{Arc tg} \frac{z}{r_1} - \frac{B}{2}(z-d) \text{Arc tg} \frac{(z-d)}{r_2} - \frac{B}{2}(z+d) \text{Arc tg} \frac{(z+d)}{r_2}$$

A et B étant deux constantes déterminées par les champs à grande distance de l'axe.



On trouverait de même la variation d'induction axiale dans le trou de rayon a d'un blindage magnétique à haute perméabilité avec une induction uniforme B_0 sur l'un des côtés :

$$\frac{B_z}{B_0} = \begin{cases} 1 - \frac{1}{\pi} \text{Arctg}\left(\frac{a}{z}\right) - \frac{z/a}{1+(z/a)^2} & z > 0 \\ \frac{1}{\pi} \text{Arctg}\left(-\frac{a}{z}\right) + \frac{z/a}{1+(z/a)^2} & z < 0 \end{cases}$$

On peut obtenir une expression du potentiel en tous points au voisinage de l'axe avec le développement limité :

$$V_{(r,z)} = V_{(0,z)} - \frac{r^2}{4} \frac{d^2 V_{(0,z)}}{dz^2} + \frac{r^4}{64} \frac{d^4 V_{(0,z)}}{dz^4} \dots$$

Pour mémoire, ce développement possède un équivalent en magnétostatique :

$$B_{z(r,z)} = B_{z(0,z)} - \frac{r^2}{4} \frac{d^2 B_{z(0,z)}}{dz^2} + \frac{r^4}{64} \frac{d^4 B_{z(0,z)}}{dz^4} \dots$$

$$B_{r(r,z)} = -\frac{r}{2} \frac{dB_{z(0,z)}}{dz} + \frac{r^3}{16} \frac{d^3 B_{z(0,z)}}{dz^3} \dots$$

Les transformations conformes, très fructueuses pour obtenir des expressions analytiques utilisent les propriétés des fonctions d'une variable complexe sur lesquelles il est hors de propos de revenir.

Soit

$$z = x + iy = w(\zeta) = w(u + iv)$$

Les solutions de l'équation de Laplace sont des fonctions analytiques dont les fonctions harmoniques sont un cas particulier. Si, dans le plan réel, la géométrie est trop délicate pour trouver une solution évidente, on transforme cette géométrie "conformément" au moyen de la fonction analytique w dans le plan complexe où l'on sait résoudre ce problème. Le potentiel s'exprime analytiquement comme la partie réelle de w dans la mesure où l'on sait inverser w , le champ étant la partie imaginaire.

Donnons quelques résultats remarquables. Considérons la **figure XII-6-5**. En coordonnées cylindriques (lentille accélératrice), la transformation

$$z = \text{Ln}(e^\zeta + 1) - \text{Ln}(e^\zeta - 1)$$

permet d'écrire :

$$V(x,y) = \frac{V_1 - V_2}{\pi} \text{Arctg} \left(\frac{\sin \pi y / 2b}{\text{sh} \pi x / 2b} \right)$$

En coordonnées cartésiennes (dees de cyclotron par exemple), une séparation des variables conduit à :

$$V(x,y) = \frac{V_1 - V_2}{\pi} \text{Arctg} \left(\frac{\cos \pi y / 2b}{\text{sh} \pi x / 2b} \right)$$

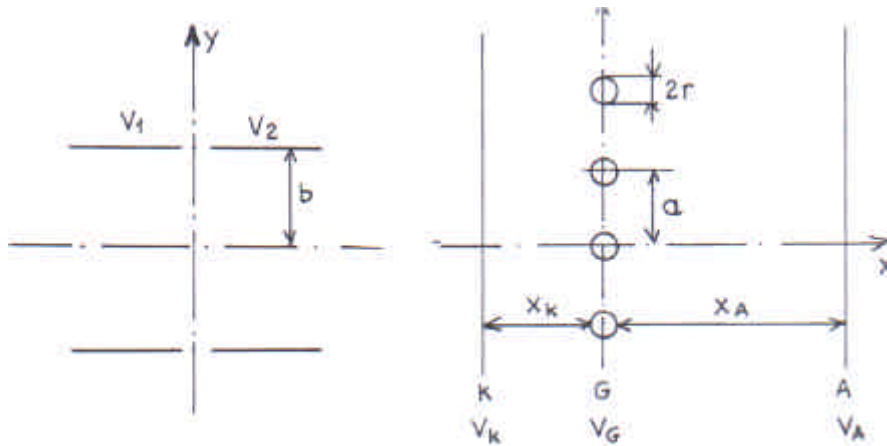


Figure XII-6-5

Figure XII-6-6

La **figure XII-6-6** est une configuration de triode plane rencontrée fréquemment. En appelant λ les charges linéiques, la transformation $z = \text{Ln}(e^\zeta + 1)$ permet de trouver l'expression du potentiel :

$$V(x,y) = -\frac{\lambda_G}{4\pi\epsilon_0} \text{Ln} \left[e^{4\pi x/a} - 2e^{2\pi x/a} \cos \left(\frac{2\pi y}{a} \right) + 1 \right] + \frac{\lambda_K}{\epsilon_0} x + V_0$$

En supposant $x_K \gg a$, on a :

$$V_K = \frac{\lambda_K}{\epsilon_0} x_K + V_0$$

$$V_G = -\frac{\lambda_G}{2\pi\epsilon_0} \text{Ln} \left(2 \sin \frac{\pi r}{a} \right) + V_0$$

$$V_A = -\frac{\lambda_G}{a \epsilon_0} x_A + V_0 + \frac{\lambda_K}{\epsilon_0} x_A$$

ce qui permet de déterminer λ_K , λ_G et V_0 et d'obtenir une expression générale pour $V(x,y)$. Ces expressions analytiques sont valables dans des configurations idéales. La précision de prévision requise aujourd'hui pour la construction d'un grand instrument exige l'utilisation de moyens plus réalistes. Il n'empêche que l'approche, au premier ordre, d'un problème complexe de transport de particules chargées peut se faire très souvent avec un modèle utilisant des expressions analytiques des composantes du champ. Parmi ces moyens se trouvent les méthodes de simulation soit par analogie, soit par calcul numérique. L'avènement des ordinateurs puissants et bon marché a relégué au second plan les méthodes analogiques telles que le papier conducteur et la cuve rhéographique.

Toutes les méthodes théoriques d'accès aux champs ont fait la preuve de leur efficacité dans de multiples situations pures. Les réalisations pratiques très pointues de transport de faisceau (tubes à ondes progressives, spectromètres à haute résolution, ...) nécessitent une dernière touche de mise au point en utilisant la méthode la plus sûre : la mesure. La mesure des potentiels électrostatiques ne se fait pas directement, elle se

déduit d'un mouvement de particules chargées. En revanche, les inductions magnétiques (plus difficiles à prévoir) sont mesurables avec une grande précision ($< 10^{-6}$ par effet Hall, bobine vibrante, SQUID, picking strip, RMN, ...).

Nantis des champs, on peut intégrer dans quelques cas simples le système d'équations du mouvement du **tableau XII-4-1** qui s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{1}{\eta}(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= \frac{r}{2} \frac{d^2 V_{(0,z)}}{dz^2} + r\dot{\theta} B_{z(0,z)} \\ \frac{1}{\eta} \dot{\theta} &= B_{z(0,z)} - B_{z(0,0)} \frac{r_0^2}{r^2} \\ \frac{1}{\eta} \ddot{z} &= - \frac{dV_{(0,z)}}{dz} + \frac{r^2}{2} \dot{\theta} \frac{dB_{z(0,z)}}{dz}\end{aligned}\quad \text{Théorème de Busch}$$

r_0 et $B_{(0,0)}$ étant respectivement le rayon de la particule et l'induction à l'émission ($z = 0$). Donnons deux exemples :

A) si $B \equiv 0$, on obtient une équation au rayon :

$$r'' + \frac{V'}{2V} + \frac{V''}{4V} = 0 \quad \text{avec } V' = \frac{dV_{(0,z)}}{dz} \quad \text{et } r' = \frac{dr}{dz}$$

qui montre que dans un transport électrostatique, les trajectoires sont indépendantes du rapport charge sur masse. Ceci permet d'utiliser une méthode graphique simple de tracé de trajectoires : la méthode de Gans. La variation continue du potentiel est remplacée par une suite discrète d'équipotentiels de valeurs V_n (**Figure XII-6-8**) séparant deux régions de potentiels moyens \bar{V}_{n-1} et \bar{V}_n . La ligne équipotentielle est analogue à la trace d'un dioptre optique et on peut lui appliquer la loi de la réfraction de Snell-Descartes en prenant pour indice N :

$$N = \sqrt{\frac{\bar{V}_n}{\bar{V}_{n-1}}}$$

Elle est employée dans certains codes informatiques.

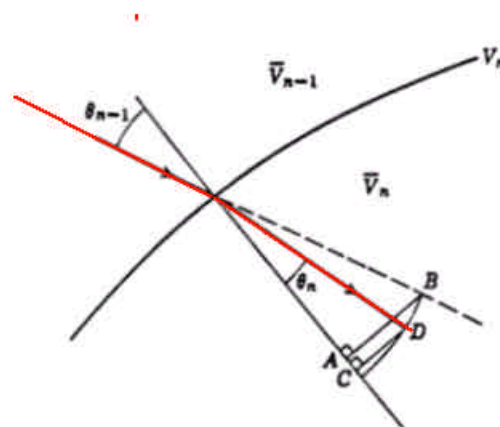


Figure XII-6-8 - Loi de Descartes en électrostatique.

On déduit que les distances focales objet F_o et image F_i d'une lentille accélératrice sont :

$$\frac{1}{f_i} = \frac{1}{4V_i} \int_0^i \frac{V''}{V} dz$$

$$\frac{f_i}{f_o} = - \frac{V_i}{V_o}$$

B) Si $V' = 0$, on déduit aisément les distances focales de lentilles magnétiques classiques :

$$\text{- lentille de Glaser où } B_{(z)} = \frac{B_{(0)}}{1 + \frac{z^2}{a^2}}$$

$$\text{où } a \text{ correspond à l'abscisse où } B_{(z)} = \frac{B_{(0)}}{2} \rightarrow f = \frac{16V}{\pi \eta a B_{(0)}^2}$$

$$\text{- spire simple où } B_{(z)} = \frac{B_{(0)}}{\left(1 + \frac{z^2}{a^2}\right)^{3/2}} \quad \text{avec } B_{(0)} = \mu_0 \frac{I}{2a}$$

$$f = \frac{32a}{3\pi I^2} \frac{8V}{\eta \mu_0^2}$$

On peut se reporter à la lecture spécialisée pour trouver d'autres expressions. Les transports de ces faisceaux paraxiaux sans charge d'espace peuvent aussi être traités simplement par la méthode matricielle. Les matrices de transfert des différents éléments classiques se trouvant aisément dans la littérature. Avec les notions du paragraphe précédent, on peut citer les matrices suivantes :

- lentille mince :

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}$$

la lentille épaisse est une combinaison de lentilles minces et d'espace de glissement.

- Un secteur magnétique d'angle ϕ , de rayon ρ , à bords droits, dans le plan déviant :

$$\begin{vmatrix} \cos\phi & \rho \sin\phi \\ -\frac{1}{\rho} \sin\phi & \cos\phi \end{vmatrix}$$

- Un quadripôle de tensions $\pm V_0$ ou d'induction B_0 , de rayon de gorge a , de longueur L ; on pose :

$$k^2 = \frac{B_0}{a} \left(\frac{\eta}{2V} \right)^{1/2} = \frac{1}{a^2} \frac{V_0}{V}$$

$$\begin{vmatrix} \cos kL & \frac{1}{k} \sin kL \\ -k \sin kL & \cos kL \end{vmatrix} \quad \text{en } x$$

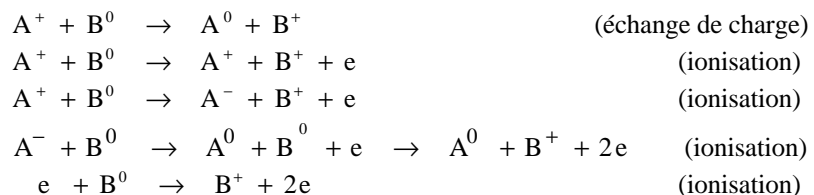
$$\begin{vmatrix} \text{ch } kL & \frac{1}{k} \text{sh } kL \\ k \text{sh } kL & \text{ch } kL \end{vmatrix} \quad \text{en } y$$

ou l'inverse suivant le sens de B_0 ou des polarisations.

Le transport s'optimise en changeant les coefficients numériques dans les matrices, par exemple la longueur L d'un quadripôle. On peut ne suivre que la particule périphérique ou celles qui sont sur le pourtour des digrammes d'émission. A l'extrême, on peut se contenter d'étudier l'évolution des paramètres directeurs de l'ellipse d'émission rms. Le transport total est le résultat d'un produit de matrices que l'on fait, en général, sur ordinateur.

Le traitement des faisceaux non paraxiaux et/ou soumis à la charge d'espace se fait avec des codes à intégration qui nécessitent la connaissance des champs en tous points soit par calcul, soit par mesures. Ces codes consomment beaucoup plus de temps de calcul que les codes matriciels, mais ils ont l'avantage de donner une vision plus réaliste des trajectoires, surtout à basse énergie pour les faisceaux non gaussiens.

Terminons ce paragraphe sur le transport basse énergie en évoquant les phénomènes de neutralisation de charge d'espace. Le faisceau se propage obligatoirement dans une atmosphère résiduelle où il y a ionisation par les processus suivants :



Nous avons dit que tout faisceau est le siège d'un puits de potentiel apte à piéger des particules de signe opposé. Il y a donc possibilité d'auto-neutralisation mais, parfois, elle est provoquée (propulseurs, séparateurs, cooling). On arrive à neutraliser jusqu'à 99% de la densité volumique du faisceau primaire (pour des pressions de gaz résiduel de 10^{-4} mbar par exemple) ce qui se traduit par des instabilités de plasma dont les effets peuvent être destructeurs (explosion du faisceau, bruit VHF...). Un calcul sérieux de transport basse énergie de faisceaux intenses doit inclure la prévision des causes et effets d'une neutralisation.

XII-7 MOYENS D'EVALUATION DES PROPRIETES DES SOURCES

Les propriétés des sources sont évaluées à partir de la mesure de grandeurs caractéristiques dont les principales sont :

- l'intensité totale délivrée et la composition de cette intensité (en constituants et états de charge) ;
- les dimensions transverses du faisceau, sa dispersion en énergie, son émittance.

[Consulter J. Bosser, Rapport CERN-PE-ED001-92 Beam Instrumentation et P. Strehl, RSI 63, 4, (1992) 2652 et http://ipnweb.in2p3.fr/%7edivac/resources_web/Doc.%20Pdf/TF.pdf].

La mesure de l'intensité totale se fait avec :

- une cage de Faraday (**Figure XII-7-1**) qui est un cylindre de collection arrangé de façon à éliminer la contribution des électrons secondaires soit par polarisation d'un écran, soit par imposition d'un champ magnétique. Cette méthode peut être très fautive pour des faisceaux énergiques (Cf. **paragraphe II-4**). Avec un bon amplificateur, on atteint des résolutions de 10^{-15} A. Avec un refroidissement élaboré, on peut collecter jusqu'à 25 kW (**Figure XII-7-2**).

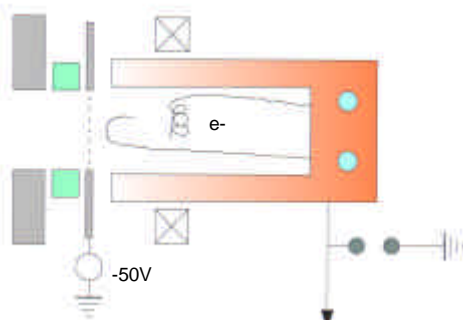


Figure XII-7-1

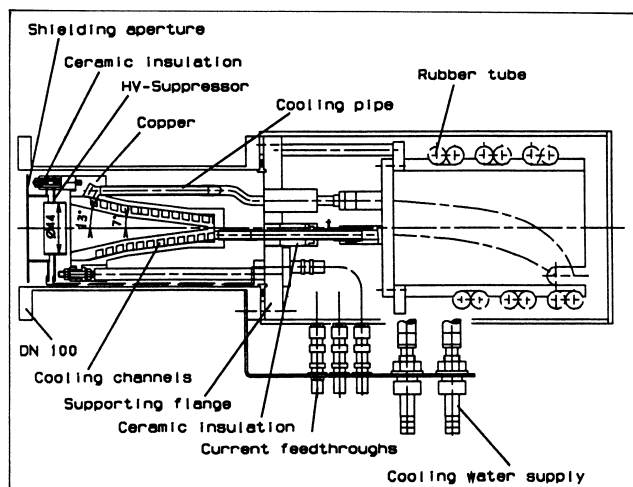
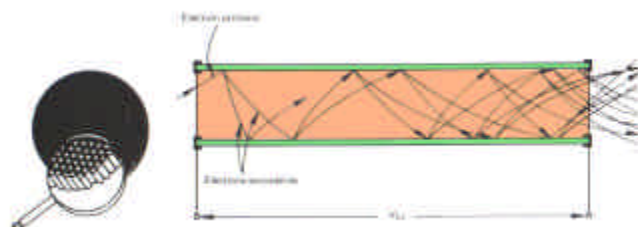
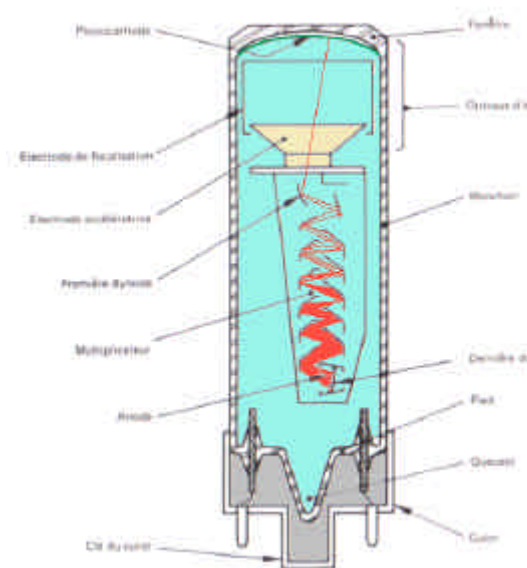
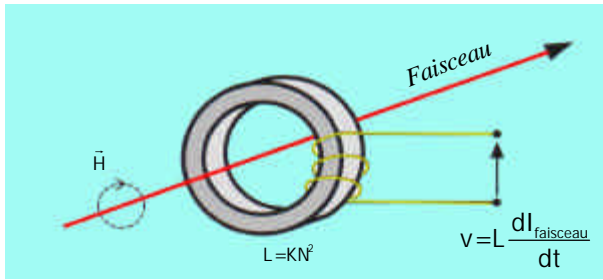


Figure XII-7-2 - Cage de Faraday à forte puissance (25kW - 10kW/cm²).

- Des détecteurs à émission secondaire du type photo-multiplicateur, channeltron ou galettes micro-canaux qui permettent des comptages individuels ($I < \text{quelques pA}$).





- Des transformateurs de courant toroïdaux permettant la mesure de l'intensité et de la structure en temps d'un faisceau sans l'intercepter (**Figure XII-7-3**). Avec un modulateur magnétique, on peut aussi mesurer des courants continus. L'analyse des constituants du faisceau se fait en séparant les différents rapports charge-sur-masse.

Les principaux systèmes utilisés sont :

- l'analyseur à secteur magnétique. Une induction B constante sur un secteur de cercle de rayon moyen R autorise le passage d'une particule chargée sur cette fibre moyenne si :

$$B = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2V}{\eta}}$$

Le balayage en B et V constant permet la séparation en η . On arrive à des résolutions de 10^{-4} à transmission totale.

- L'analyse par temps de vol. Elle convient pour des faisceaux pulsés ou naturellement ou par un déflecteur, avec des durées $\tau \approx 1\text{ns}$.

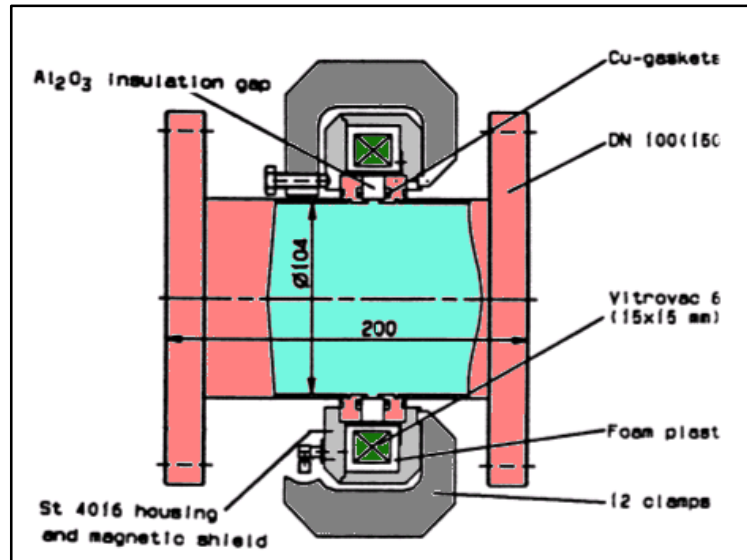
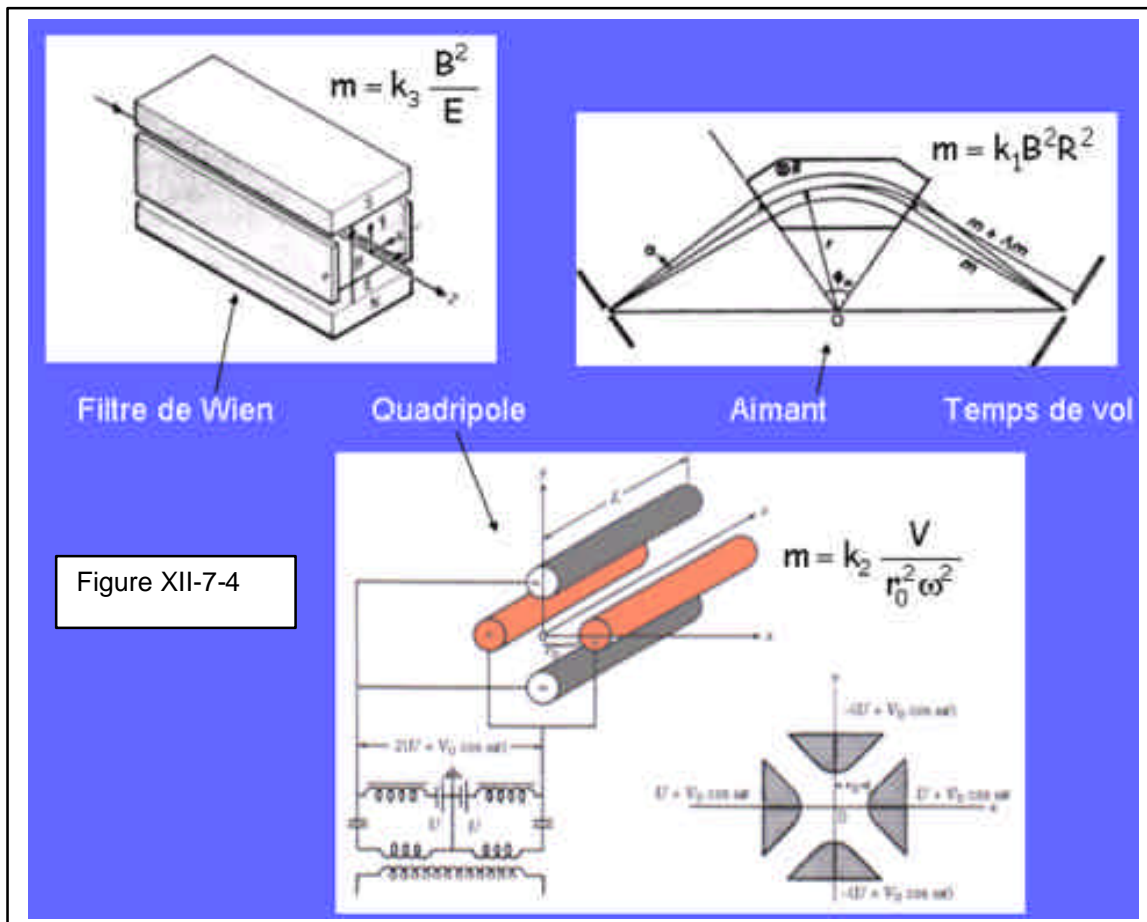


Figure XII-7-3



Le temps mis par un ion pour parcourir une distance L est :

$$t = \frac{L}{\sqrt{2\eta V}}$$

si $t \gg \tau$, les différents η sont séparés "en vol" et apparaissent successivement sur un détecteur de charge. Avec des longueurs de plusieurs mètres et des dispositifs éliminant l'effet de la dispersion en énergie, on arrive à des résolutions de 10^{-4} .

- Le filtre de masse quadripolaire (**Figure XII-7-4**). On applique sur des barres à profil hyperbolique ou cylindrique des tensions continues (U) et alternatives (V_0). On montre que les équations du mouvement permettent d'utiliser le dispositif comme sélecteur en η en choisissant judicieusement le rapport U/V_0 . C'est la stabilité de la focalisation d'un η donné pour un U donné qui permet la sélection. On parvient à des résolutions de $5 \cdot 10^{-4}$ avec l'avantage d'un spectre balayé rapidement (quelques secondes) pour un dispositif compact (de l'ordre du mètre de longueur) mais bien adapté aux faisceaux très lents avec une transmission faible (< 20%).

- Le filtre de Wien. La déviation d'un secteur magnétique peut être problématique. On peut la supprimer en superposant en quadrature un champ électrique qui corrige en tous points la déviation due à l'induction. A résolution égale, il est plus léger qu'un secteur mais nécessite beaucoup de soins pour la réalisation de la compensation des champs. Il est très utilisé en implantation.

Les dimensions transverses d'un faisceau peuvent être mesurées :

- par observation sur un écran fluorescent gradué (en alumine activée au chrome, en sulfure de zinc, en platinocyanure de baryum...) ou avec une caméra CCD.



Figure XII-7-6

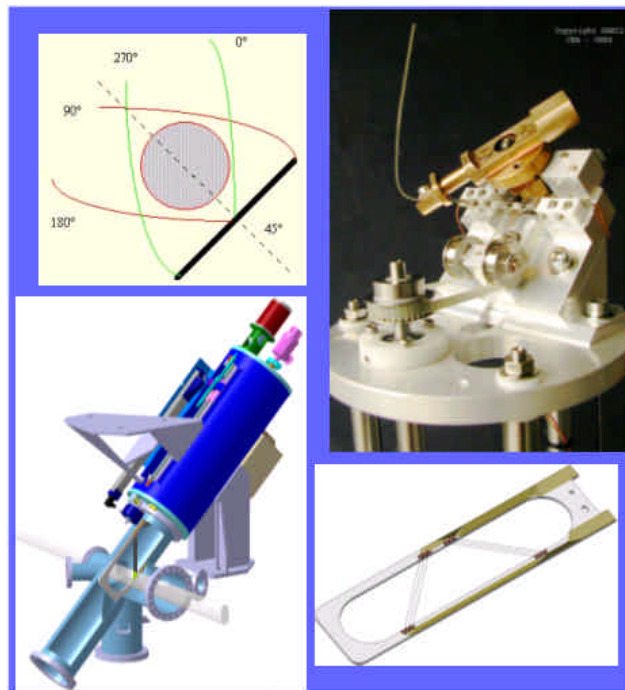


Figure XII-7-5

- Par déplacement transverse d'un capteur filiforme (**Figure XII-7-5**), à fine ouverture (pin-hole camera) ou par un double réseau multifilaire (harpe, **figure XII-7-6**). Cette méthode est de plus en plus employée et elle permet aussi de déduire le profil de densité de courant dans la section du faisceau. Quand l'intensité est très faible, on place un profileur dans une enceinte à haute pression (chambre à fils).

La dispersion en énergie résulte principalement de la distribution de vitesses à la source et des gradients de champ interne. Sa mesure est en fait la détermination d'une composante de l'émittance dans le plan de propagation. On utilise deux méthodes principales :

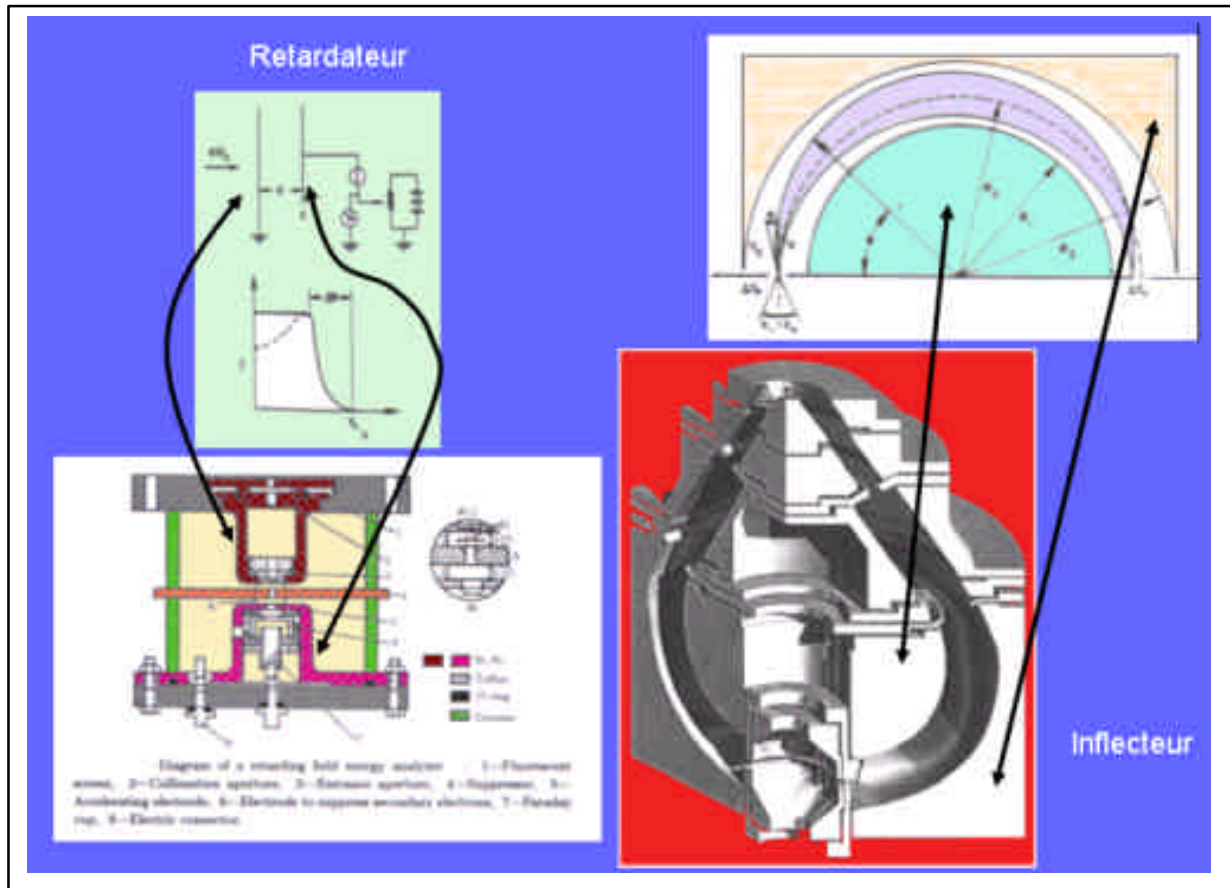


Figure XII-7-7

- l'analyseur à retardement. On applique un champ électrique homogène ralentissant de façon variable les particules incidentes (**Figure XII-7-7**). La courbe de courant collecté permet par différentiation de déduire la distribution en énergie $dn = f(dW)$ et la dispersion $\Delta W/W$.

- L'analyseur dispersif. C'est un ensemble de deux plaques qui peuvent être planes, cylindriques, sphériques ou toroïdales sur lesquelles on applique des tensions de déviation maintenant fixe l'énergie sur la fibre moyenne. Sur celle-ci ne passe qu'une trajectoire d'énergie donnée pour un champ de déviation donné. On obtient des résolutions de 10^{-4} . Les modèles à très haute résolution sont très utilisés en spectroscopie électronique pour l'analyse des surfaces.

La mesure de l'émittance transverse fait appel à de nombreux dispositifs. Dans le modèle le plus traditionnel, on mesure, en un point quelconque des coordonnées, le décalage et la dispersion angulaires et la coordonnée elle-même. Celle-ci est sélectionnée par une fente ou un trou mobile, les angles par un système de détection multifilaire ou un fil mobile (**Figure XII-7-8**). Parfois l'ensemble est fixé et c'est le faisceau qui est balayé par un système de déviateurs x,y. L'émittance statistique peut être déduite de la mesure de la dimension du faisceau en trois points le long du transport ou en un point pour trois gradients de focalisation d'un élément optique dont on connaît la matrice de transfert (sans couplage des plans).

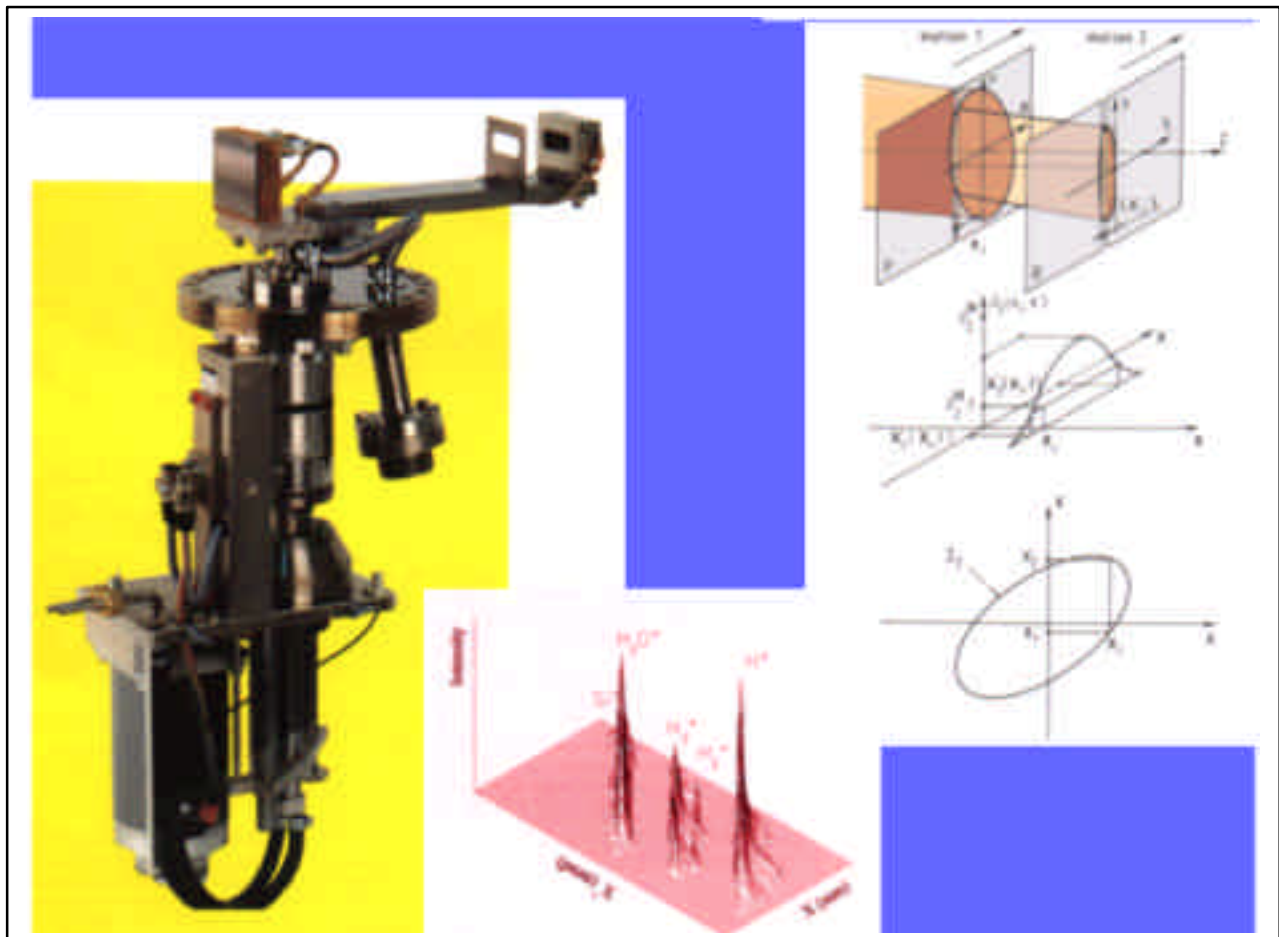
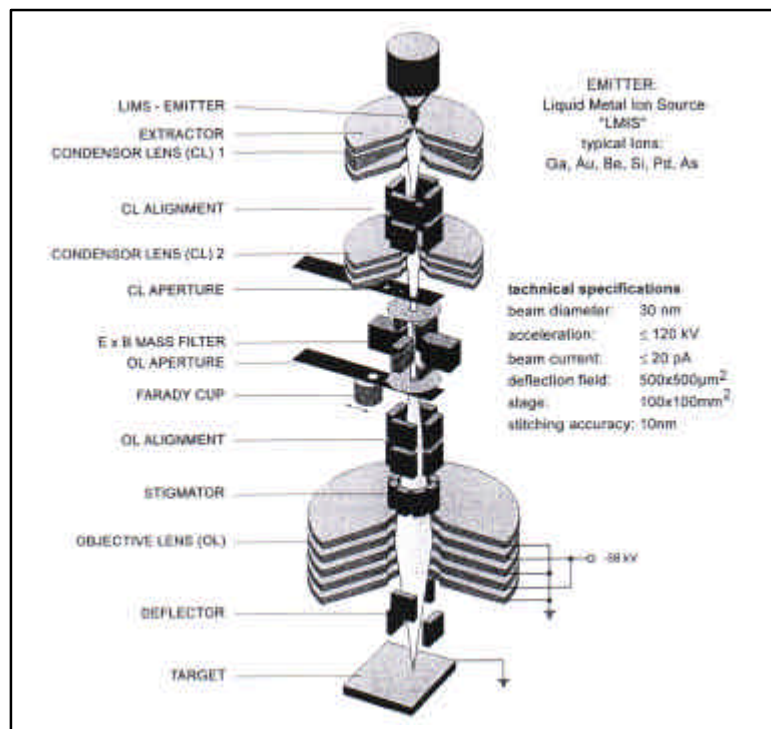


Figure XII-7-8

XII-8 APPLICATIONS DES SOURCES D'IONS

- Implantation ionique
- Accélérateurs
- Microanalyse
- Fusion contrôlée
- Physique atomique
- Propulsion
- Séparation isotopique
- Aéronautique



XIII - CONCLUSIONS

Le nombre croissant de configurations de sources de tous types est symptomatique de la vivacité de ce domaine technique (et encore n'est-il question dans ce cours que des sources de grands instruments, Cf *Le Vide 286(1997) J.Arianer. Les processus d'ionisation*). Les applications de ces sources stimulent le développement de techniques de pointe et la création de nouveaux concepts. Bien que les phénomènes internes soient d'une grande complexité, la simulation éclaire de plus en plus les résultats expérimentaux et permet des extrapolations de plus en plus réalistes. Les grandes tendances actuelles de développement se font dans les directions suivantes :

- Sources d'électrons à plasma, à photo-émission de champ, à ferro-pyro-électriques et maintenant à émission secondaire.
- Sources de positrons à rayonnement synchrotron.
- Application tous azimuts des ECR à induction plus forte, à configuration différente et émittance améliorée.
- Apparition des EBIS comme sources d'accélérateurs.
- Sources d'agrégats et d'ions radioactifs.
- Faisceaux très finement focalisés à partir de LMIS.
- Elargissement de la gamme d'intérêt pour les particules polarisées.
- Accroissement des intensités d'ions extraites jusqu'à 100A.
- Injection de faisceaux électroniques dans les sources à décharge pour augmenter le confinement (FEBIAD, ECR..) ou accroissement des émissions secondaires de parois (*effet Malter RSI67 (3)1240*).
- Utilisation de sources en cascade (MEEVA + EBIS, FEBIAD + ECR + EBIS, LASER + ECR...).
- Application des lasers dans tous les domaines de production de particules chargées.

Les tableaux et diagrammes annexes sont des compilations de caractéristiques générales de plasmas et de sources. La **figure XIII-1** place différents plasmas dans un diagramme T_e , n_e . Le **diagramme XIII-2** T_e , $n_e \tau$ concerne les sources d'ions multichargés ainsi que la **figure XIII-3a & b** où sont comparées les mêmes sources en terme de charge maximale accessible et intensités délivrées pour le xénon, à titre d'exemple. Le **tableau XIII-4** résume les caractéristiques de base des principaux types de sources d'ions ; il est évidemment obsolète étant donné la dynamique actuelle des performances.

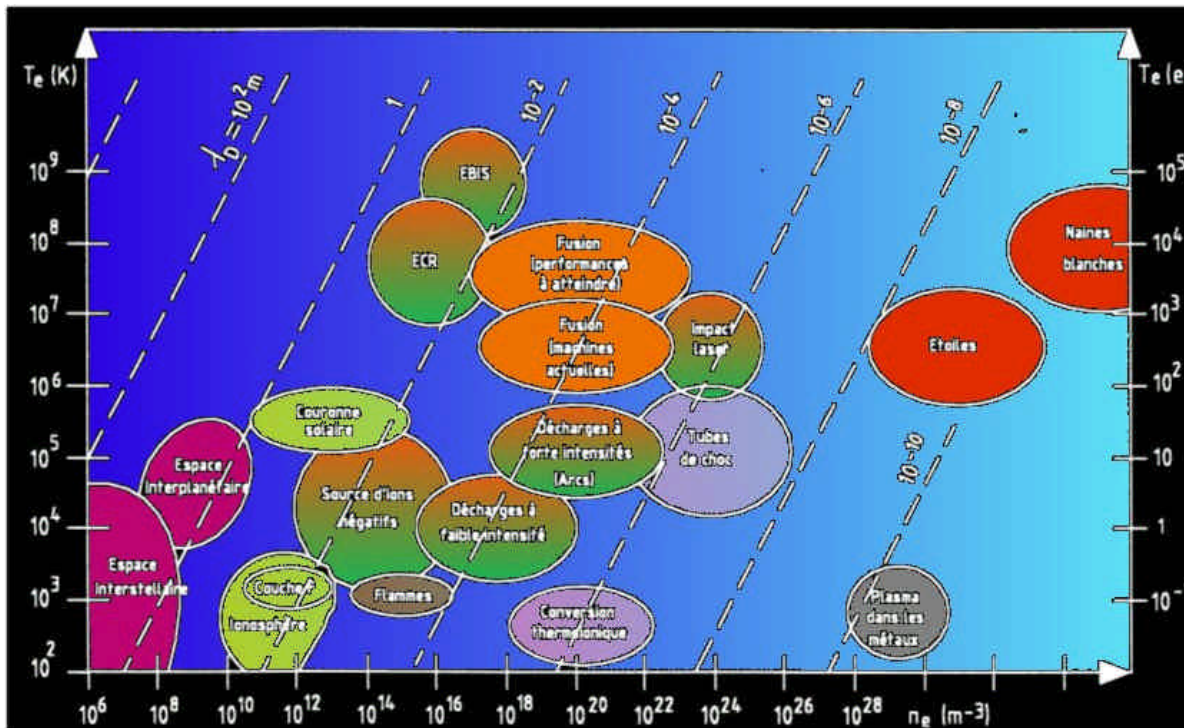


Figure XIII-1 . Domaines des paramètres de T_e et de n_e pour les plasmas usuels.

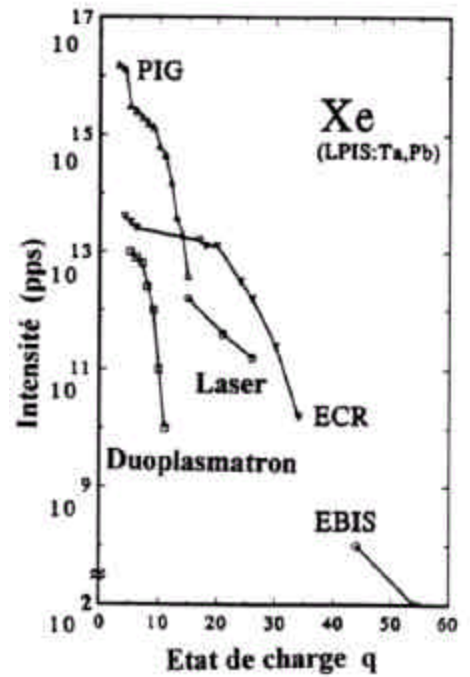
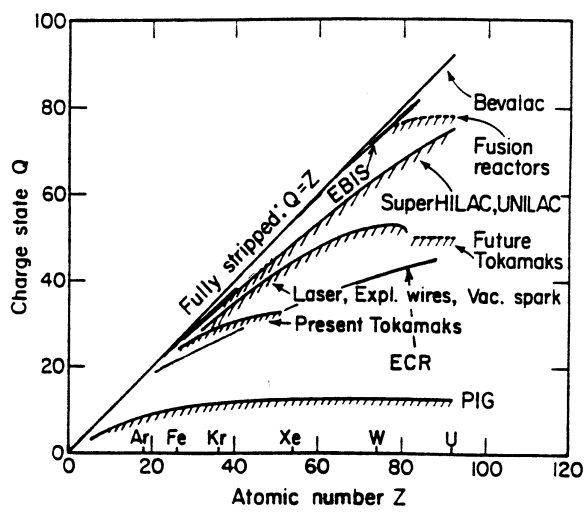
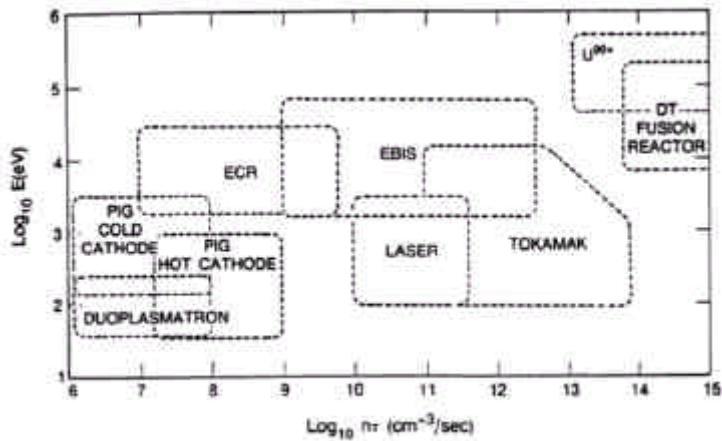


Figure XIII-3b

IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VIB	VII	VIII	VIII	IB	II	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA
3	4										5	6			
Li	Be										B	C			
2.9	4.98										4.45	5.0			
11	12										13	14	15	16	
Na	Mg										Al	Si	P	S	
2.75	3.66										4.28	4.85	---	---	
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se
2.30	2.87	3.5	4.33	4.3	4.5	4.1	4.5	5.0	5.15	4.65	4.33	4.2	5.0	3.75	5.9
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Te	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te
2.16	2.59	3.1	4.05	4.3	4.6	---	4.71	4.98	5.12	4.26	4.22	4.12	4.42	4.55	4.95
55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po
2.14	2.7	3.5	3.9	4.25	4.55	4.96	4.83	5.27	5.65	5.1	4.49	3.84	4.25	4.22	---
87	88	89	90	91	92										
Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U										
---	---	---	3.4	---	3.63										
			58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb
			2.9	---	3.2	---	2.7	2.5	3.1	3.0	---	---	---	---	---
			90	91	92	93									
			Th	Pa	U	Np									
			3.4		3.63										

*Work function ϕ_{exp} in electron volts. Data are for polycrystalline specimens. From H. B. Michaelson, *J. Appl. Phys.* **48**, 4729 (1977).

+									
	TYPE	Ion(A) moyen	J(A.cm ⁻²)	P (mBar)	Cycle utile	Matériaux	□W(eV)	ε _N (π.10 ⁻⁴)	Commentaires
DE	Duo plas tration	10 ⁻³ ÷ 10 ⁻¹	10 ⁻² ÷ 10 ⁻¹	10 ⁻² ÷ 10 ⁻¹	P/=	gaz-vapeur	1 ÷ 10	0.1	Varc 30 ÷ 200 Iarc 0.3 ÷ 10A
DE	PIG	10 ⁻² ÷ 0.3	0.1 ÷ 5	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻¹	P/=	gaz-solide	10 ÷ 100	10	Varc 500 ÷ 2kV Iarc 1 ÷ 3A
DE	MEVVA	10 ⁻³ ÷ 3.10 ⁻²	10 ⁻¹ ÷ 10	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻¹	P	solides		0.2	400A crête dans l'arc qq 10V arc
DSE	RF	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻²	10 ⁻³ ÷ 10 ⁻¹	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻²	=	gaz-vapeur	30 ÷ 500	1 ÷ 10	1 ÷ 100MHz
DSE	μ wave	10 ⁻³ ÷ 3.10 ⁻²	10 ⁻² ÷ 1	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻³	=	vapeur	10 ÷ 100	< 0.1	> 1GHz
DSE	ECR	10 ⁻³ ÷ 0.2	10 ⁻² ÷ 10 ⁻¹	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻²	P/=	gaz-solides	10 ÷ 100	1 - 10	
SD	Ion sat . surf.	10 ⁻³ ÷ 10 ⁻²	10 ⁻² ÷ 10 ⁻³	< 10 ⁻³	=	vapeur	0.2 ÷ 5	< 1	
SD	Ion sat . E.	10 ⁻¹⁰ ÷ 10 ⁻⁴	1 ÷ 10 ² (10 ⁹)	#10 ⁻⁸	P/=	gaz-solides	20 ÷ 40	< 0.1	Clusters
SD	EBIS	10 ⁻¹² ÷ 10 ⁻³	< 10 ⁻²	10 ⁻¹²	P	gaz-solides	1 ÷ 10	0.05	Cycle utile faible
SD	Laser	< 10 ⁻³	1 ÷ 10 ²	10 ⁻⁴	P	solides-liquides	10 ÷ 10 ⁴	0.1	Remontée de pression au tir
SIN	Cor on /plasma	10 ⁻³ ÷ 60 l	10 ⁻³ ÷ 10 ⁻¹	10 ⁻³ ÷ 10 ⁻¹	=	gaz	1 ÷ 10		
SIN	Sput ter ing	10 ⁻² ÷ 10 ⁻⁴	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻²	10 ⁻⁴ ÷ 10 ⁻²	=	solides	10 ÷ 100	0.1 ÷ 1	

DE : Décharge avec électrodes SD : Sans décharge DSE : Décharge sans électrode SIN : Source d'ions négatifs P : pulsé
 Tableau XII-4

Quantity	Symbol	Value	Unit
UNIVERSAL			
speed of light in vacuum	c, c_0	299 792 458	m s^{-1}
magnetic constant	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	N A^{-2}
		$= 12.566\,370\,614 \dots \times 10^{-27}$	N A^{-2}
electric constant $1/\mu_0 c^2$	ϵ_0	$8.854\,187\,817 \dots \times 10^{-12}$	F m^{-1}
characteristic impedance of vacuum $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = \mu_0 c$	Z_0	376.730 313 461 ...	Ω
Newtonian constant of gravitation	G	$6.673(10) \times 10^{-11}$	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$
	$G/\hbar c$	$6.707(10) \times 10^{-16}$	$(\text{GeV}/c^2)^{-1}$
Planck constant	h	$6.626\,068\,76(52) \times 10^{-34}$	J s
in eV s		$4.135\,667\,27(16) \times 10^{-15}$	eV s
$h/2\pi$	\hbar	$1.054\,571\,596(82) \times 10^{-34}$	J s
in eV s		$6.582\,118\,89(26) \times 10^{-16}$	eV s
ELECTROMAGNETIC			
elementary charge	e	$1.602\,176\,462(63) \times 10^{-19}$	C
	e/\hbar	$2.417\,989\,491(95) \times 10^{14}$	A J^{-1}
Bohr magneton $e\hbar/2m_e$	μ_B	$9.274\,009\,99(37) \times 10^{-24}$	J T^{-1}
in eV T ⁻¹		$5.788\,381\,749(43) \times 10^{-5}$	eV T^{-1}
	μ_B/\hbar	$13.996\,246\,24(56) \times 10^7$	Hz T^{-1}
	$\mu_B/\hbar c$	46.686 4521(19)	$\text{m}^{-1} \text{T}^{-1}$
	μ_B/k	0.671 7131(12)	K T^{-1}
ATOMIC AND NUCLEAR			
General			
fine-structure constant $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$	α	$7.297\,352\,533(27) \times 10^{-3}$	
inverse fine-structure constant	α^{-1}	137.035 999 76(50)	
Rydberg constant $\alpha^2 m_e c^2/2\hbar$	R_∞	10 973 731.568 549(83)	m^{-1}
	$R_\infty c$	$3.289\,841\,960\,368(25) \times 10^{15}$	Hz
	$R_\infty/\hbar c$	$2.179\,871\,90(17) \times 10^{-18}$	J
$R_\infty/\hbar c$ in eV		13.605 691 72(53)	eV
Bohr radius $a_0 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$	a_0	$0.529\,177\,2083(19) \times 10^{-10}$	m
Electron, e^-			
electron mass	m_e	$9.109\,381\,88(72) \times 10^{-31}$	kg
in u, $m_e = A_e(u)$ u (electron rel. atomic mass times u)		$5.485\,799\,110(12) \times 10^{-4}$	u
energy equivalent	$m_e c^2$	$8.187\,104\,14(64) \times 10^{-14}$	J
in MeV		0.510 998 902(21)	MeV
electron-proton mass ratio	m_e/m_p	$5.446\,170\,232(12) \times 10^{-4}$	
electron charge to mass quotient	$-e/m_e$	$-1.758\,820\,174(71) \times 10^{11}$	C kg^{-1}
electron molar mass $N_A m_e$	$M(e), M_e$	$5.485\,799\,110(12) \times 10^{-4}$	kg mol^{-1}
classical electron radius $\alpha^2 a_0$	r_e	$2.817\,940\,285(31) \times 10^{-16}$	m
Proton, p			
proton mass	m_p	$1.672\,621\,58(13) \times 10^{-27}$	kg
in u, $m_p = A_p(p)$ u (proton rel. atomic mass times u)		1.007 276 466 88(13)	u
energy equivalent	$m_p c^2$	$1.503\,277\,31(12) \times 10^{-10}$	J
in MeV		938.271 998(38)	MeV

Avogadro constant	N_A	$6.022\,141\,99(47) \times 10^{23}$	mol^{-1}
atomic mass constant	m_u	$1.660\,538\,73(13) \times 10^{-27}$	kg
$m_u = \frac{1}{12} m(^{12}\text{C}) = 1 \text{ u} = 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}/N_A$			
energy equivalent	$m_u c^2$	$1.492\,417\,78(12) \times 10^{-10}$	J
in MeV		931.494 013(37)	MeV
Faraday constant $N_A e$	F	96 485.3415(39)	C mol^{-1}
molar Planck constant	$N_A h$	$3.990\,312\,689(30) \times 10^{-12}$	J s mol^{-1}
	$N_A \hbar c$	0.119 626 564 92(91)	J m mol^{-1}
molar gas constant	R	8.314 472(15)	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
Boltzmann constant R/N_A	k	$1.380\,6503(24) \times 10^{-23}$	J K^{-1}
in eV K ⁻¹		$8.617\,342(15) \times 10^{-5}$	eV K^{-1}
	k/\hbar	$2.083\,6644(36) \times 10^{10}$	Hz K^{-1}
	$k/\hbar c$	69.503 56(12)	$\text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$
molar volume of ideal gas RT/p	V_m	$22.413\,996(39) \times 10^{-3}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$T = 273.15 \text{ K}, p = 101.325 \text{ kPa}$			
Loschmidt constant N_A/V_m	n_0	$2.686\,7775(47) \times 10^{25}$	m^{-3}
$T = 273.15 \text{ K}, p = 100 \text{ kPa}$			
Stefan-Boltzmann constant $(\pi^2/60)k^4/\hbar^3 c^2$	σ	$5.670\,400(40) \times 10^{-8}$	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$

PHYSICOCHEMICAL			
$N_A L$		$6.022\,141\,99(47) \times 10^{23}$	mol^{-1}
m_u		$1.660\,538\,73(13) \times 10^{-27}$	kg
$m_u c^2$		$1.492\,417\,78(12) \times 10^{-10}$	J
		931.494 013(37)	MeV
F		96 485.3415(39)	C mol^{-1}
$N_A h$		$3.990\,312\,689(30) \times 10^{-12}$	J s mol^{-1}
$N_A \hbar c$		0.119 626 564 92(91)	J m mol^{-1}
R		8.314 472(15)	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
k		$1.380\,6503(24) \times 10^{-23}$	J K^{-1}
		$8.617\,342(15) \times 10^{-5}$	eV K^{-1}
k/\hbar		$2.083\,6644(36) \times 10^{10}$	Hz K^{-1}
$k/\hbar c$		69.503 56(12)	$\text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$
V_m		$22.413\,996(39) \times 10^{-3}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
n_0		$2.686\,7775(47) \times 10^{25}$	m^{-3}
V_m		$22.710\,981(40) \times 10^{-3}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
σ		$5.670\,400(40) \times 10^{-8}$	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$

	J	kg	m ⁻¹	Hz
1 J	(1 J) = 1 J	(1 J)/c ² = 1.112 650 056 × 10 ⁻¹⁷ kg	(1 J)/hc = 5.034 117 62(39) × 10 ²⁵ m ⁻¹	(1 J)/h = 1.509 190 50(12) × 10 ²⁵ Hz
1 kg	(1 kg)c ² = 8.987 551 787 × 10 ¹⁶ J	(1 kg) = 1 kg	(1 kg)c/h = 4.524 439 29(35) × 10 ²⁶ m ⁻¹	(1 kg)c/h = 1.356 392 77(11) × 10 ²⁶ Hz
1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)h = 1.986 445 44(16) × 10 ⁻¹⁷ J	(1 m ⁻¹)h/c = 2.210 218 63(17) × 10 ⁻⁴² kg	(1 m ⁻¹) = 1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)c = 299 792 458 Hz
1 Hz	(1 Hz)h = 6.626 068 76(52) × 10 ⁻³⁴ J	(1 Hz)h/c ² = 7.372 495 78(58) × 10 ⁻⁴³ kg	(1 Hz)/c = 3.335 640 952 × 10 ⁻⁹ m ⁻¹	(1 Hz) = 1 Hz
1 K	(1 K)k = 1.380 6503(24) × 10 ⁻²³ J	(1 K)k/c ² = 1.536 1807(27) × 10 ⁻⁴¹ kg	(1 K)h/hc = 69 503 56(12) m ⁻¹	(1 K)h/h = 2.083 6644(36) × 10 ¹⁰ Hz
1 eV	(1 eV) = 1.602 176 462(63) × 10 ⁻¹⁹ J	(1 eV)/c ² = 1.782 661 731(70) × 10 ⁻³⁶ kg	(1 eV)/hc = 8.065 544 77(32) × 10 ⁸ m ⁻¹	(1 eV)/h = 2.417 989 491(93) × 10 ¹⁵ Hz
1 u	(1 u)c ² = 1.492 417 78(12) × 10 ⁻¹⁰ J	(1 u) = 1.660 538 73(13) × 10 ⁻²⁷ kg	(1 u)c/h = 7.513 006 658(57) × 10 ¹¹ m ⁻¹	(1 u)c/h = 2.252 342 733(17) × 10 ²⁰ Hz
1 E _h	(1 E _h) = 4.359 743 81(34) × 10 ⁻¹⁸ J	(1 E _h)/c ² = 4.850 869 19(38) × 10 ⁻³⁵ kg	(1 E _h)/hc = 2.194 746 313 710(17) × 10 ⁷ m ⁻¹	(1 E _h)/h = 6.579 683 920 733(50) × 10 ¹⁵ Hz
	K	eV	u	E _h
1 J	(1 J)/k = 7.242 964(13) × 10 ²² K	(1 J) = 6.241 509 74(24) × 10 ¹⁸ eV	(1 J)/c ² = 6.700 536 62(53) × 10 ²⁷ u	(1 J) = 2.293 712 76(18) × 10 ¹⁷ E _h
1 kg	(1 kg)c ² /k = 6.509 651(11) × 10 ²³ K	(1 kg)c ² = 5.609 589 21(22) × 10 ¹⁵ eV	(1 kg) = 6.022 141 99(47) × 10 ²⁶ u	(1 kg)c ² = 2.061 486 22(16) × 10 ¹⁶ E _h
1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)h/k = 1.438 7752(25) × 10 ⁻⁴ K	(1 m ⁻¹)hc = 1.239 841 857(49) × 10 ⁻⁴ eV	(1 m ⁻¹)h/c = 1.331 025 042(10) × 10 ⁻¹⁵ u	(1 m ⁻¹)hc = 4.556 335 252 750(35) × 10 ⁻⁵ E _h
1 Hz	(1 Hz)h/k = 4.799 2374(84) × 10 ⁻¹⁴ K	(1 Hz)h = 4.135 667 27(16) × 10 ⁻¹⁸ eV	(1 Hz)h/c ² = 4.439 821 637(34) × 10 ⁻³⁴ u	(1 Hz)h = 1.519 829 846 003(12) × 10 ⁻²⁸ E _h
1 K	(1 K) = 1 K	(1 K)k = 8.617 342(15) × 10 ⁻⁵ eV	(1 K)h/c ² = 9.251 098(36) × 10 ⁻³⁴ u	(1 K)k = 3.166 8153(55) × 10 ⁻⁴ E _h
1 eV	(1 eV)/k = 1.160 4506(20) × 10 ⁴ K	(1 eV) = 1 eV	(1 eV)/c ² = 1.073 544 206(43) × 10 ⁻³⁶ u	(1 eV) = 3.674 932 60(14) × 10 ⁻⁶ E _h
1 u	(1 u)c ² /k = 1.080 9528(19) × 10 ¹² K	(1 u)c ² = 931.494 013(37) × 10 ³ eV	(1 u) = 1 u	(1 u)c ² = 3.423 177 709(26) × 10 ⁷ E _h
1 E _h	(1 E _h)/k = 3.157 7465(55) × 10 ⁵ K	(1 E _h) = 27.211 3834(11) eV	(1 E _h)/c ² = 2.921 262 304(22) × 10 ⁻⁶ u	(1 E _h) = 1 E _h

DOCUMENTATION

- [1] TABELLEN ZUR ANGEWANDTE PHYSIK (2 tomes). MANFRED VON ARDENNE. VEB deutscher verlag der Wissenschaften.
- [2] THEORY & DESIGN OF ELECTRON BEAMS. J.R.J. PIERCE. Van Nostrand Cy.
- [3] HANDBUCH DER PHYSIK. Tome XXI, gasentladungen & Tome XXXIII, Optics of corpuscles. S. Flugge, Springer verlag.
- [4] HANDBOOK OF VACUUM PHYSICS. H.A. BECK. Pergamon press.
- [5] ADVANCES IN ELECTRONICS. Série de plusieurs tomes édités par L. MARTON chez Academic press, particulièrement les suppléments 13A, B et C : Applied charged particle optics.
- [6] ELECTROSTATIQUE & MAGNETOSTATIQUE. E. DURAND. Masson.
- [7] FOCUSSING OF CHARGED PARTICLES édité par A. SEPTIER chez Academic press.
- [8] ELECTRON OPTICS & ELECTRON MICROSCOPE. V.K. ZWORYKIN & al. J. Wiley & sons.
- [9] ELEKTRONIK DES EINZELELEKTRONS. F. OLLENDORF. Springer verlag.
- [10] INTRODUCTION TO ELECTRON BEAM TECHNOLOGY. Edité par R. BAKISH chez J. Wiley & sons.
- [11] ION BEAMS. R.G. WILSON & G.R. BREWER. Krieger.
- [12] LARGE ION BEAMS. A.T. FORRESTER. J. Wiley & sons.
- [13] OPTICS OF CHARGED PARTICLES. H. WOLLNIK. Academic press.
- [14] CERN ACCELERATOR SCHOOLS. Disponibles à la documentation du CERN. 85 . 19, 87 . 10.
- [15] METHODS OF EXPERIMENTAL PHYSICS. 4. Academic press.
- [16] CHARACTERISTICS OF ELECTRIC DISCHARGES IN MAGNETIC FIELDS. A. GUTHRIE, R.K. WAKERLING. Mac Graw Hill.
- [17] THE PHYSICS AND TECHNOLOGY OF ION SOURCES. I.G. BROWN. J. Wiley 1989.
- [18] SIDENIUS G. NIM 151 (1978) 349.
- [20] ALTON G.D. NIM 189 (1981) 15.
- [21] ARIANER J. NIM 139 (1985) 516.
- [22] ARIANER J., GELLER R. Ann. Rev. Sc. 31 (1981) 19.
- [23] MIDDLETON R. NIM 144 (1977) 373.
- [24] PHYSICS OF ATOMIC COLLISIONS. J.B. HASTED. Butterworths.
- [25] ONDES DANS LES PLASMAS. D. QUEMADA. Herrmann. Collection Methodes.
- [26] THEORY OF NONNEUTRAL PLASMAS. R.C. DAVIDSON. Frontiers in Physics. Benjamin.
- [27] COLLISION PHENOMENA IN IONIZED GASES. E.W. MAC DANIEL - J. Wiley - 1964.
- [28] ELECTRONIC AND IONIC IMPACT PHENOMENA. H.S.W. MASSEY et al. Clarendon Press -1971.
- [29] HANDBOOK OF ION SOURCES. Edité par B. WOLF chez CRC Press (1995).
- [30] THEORY AND DESIGN OF CHARGED PARTICLE BEAMS. M. REISER. Edité chez J. Wiley and sons 1994.
- [31] ION SOURCES. H.ZHANG. Science Press. Springer.
- [32] ECRIS & ECR PLASMAS. R.GELLER. Institute of Physics publishing.

CONFERENCES

ISIAT IPAT 83. Sakyo-Ku, KYOTO (1983).

INT. CONF. ON ION SOURCES. Saclay (1969), Vienne (1972), Gatlinburg (1972) IEEE NS19, Brookhaven (1972), Gatlinburg (1976) IEEE NS23, Berkeley (1989) RSI61, Bensheim (1991) RSI64, Pékin (1994) RSI65. Pékin (1993) RSI65, Whistler (1995) RSI67, Catane (1997) RSI69, Kyoto (1999) RSI71 et 73-2 parmi les plus didactiques.

ECRIS'02 <http://www.phys.jyu.fi/ecris02/>